

Bestimmung des
inklusive Photonspektrums
über e^+e^- - Konversionen
auf der Z^0 - Resonanz

Diplomarbeit
zur Erlangung des akademischen Grades
Diplom-Physiker

vorgelegt von
Frank Stephan

Universität - Gesamthochschule - Siegen
Fachbereich Physik
Juni 1994

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	4
2	Grundlagen und Motivation	6
2.1	Allgemeine Grundlagen	6
2.1.1	Einteilung der Elementarteilchen	6
2.1.2	Physik am LEP	8
2.2	Motivation	9
2.3	Paarerzeugung	11
3	Das ALEPH - Experiment	15
3.1	Der LEP - Speicherring	15
3.2	Der ALEPH - Detektor	17
4	Die Paarfindungsroutine	20
5	Die Photonselektion	24
5.1	Auswahl der Daten und Ereignisse	24
5.1.1	Die Datenselektion	24
5.1.2	Die Ereignisselektion	25
5.2	Die Kandidatenselektion und Untersuchung des Untergrundes . . .	26
5.2.1	Die Qualitätsschnitte	26
5.2.2	Der dE/dx - Schnitt	26
5.2.3	Der Untergrund	28
5.2.4	Die ECAL - Schnitte	30
5.2.5	Zusammenfassung der Kandidatenselektion	35
5.3	Die Paar - Selektion	35
6	Energieauflösung und Entfaltung des gemessenen Spektrums	43
6.1	Energieauflösung	43
6.2	Nachweiseffizienz	46
6.3	Entfaltung des gemessenen Spektrums	47
7	Normierung des inklusiven Photonenspektrums	50
7.1	Auswahl des Detektorbereichs	50

7.2	Dichtekorrektur für die TPC - Gas - Simulation	52
8	Ergebnisse der Analyse	56
8.1	Das 'Eichspektrum'	56
8.2	Die Anzahl der Photonen pro Ereignis	58
8.3	Korrekturfaktoren an die Detektorsimulation	59
8.4	Korrigierte Nachweiseffizienzen	59
8.5	Die Reinheit der Selektion	62
8.6	Das inklusive Photonenspektrum	62
9	Untersuchung der systematischen Fehler	64
10	Anwendungsbeispiel: Die Messung des π^0 - Mesons	67
11	Zusammenfassung und Ausblick	69
	Abbildungsverzeichnis	70
	Tabellenverzeichnis	72
	Literaturverzeichnis	73
	Danksagung	75
	Erklärung	76

Kapitel 1

Einleitung

Die Idee, daß die Welt, die uns umgibt, aus kleinsten Einheiten aufgebaut ist, entstand schon im 5. Jahrh. v. Chr. (Demokrits Atomlehre, Atom vom griechischen „atomos“ (unteilbar) abgeleitet). Aber dieses Bild war zu jener Zeit nur philosophisch begründet.

Heute ist es eine gesicherte Erkenntnis, daß jede Materie aus Atomen aufgebaut ist; aber das Verständnis geht noch sehr viel weiter zu kleineren Strukturen: Ein Atom besteht aus einem schweren Kern, der sich aus Protonen und Neutronen aufbaut, und einer Hülle von leichten Elektronen. Die Konstituenten des Kerns (Nukleonen) sind wiederum aus jeweils 3 Quarks aufgebaut, die ihrerseits jedoch, genau wie die Elektronen, nach heutigem Wissensstand wirklich elementar (d.h. nicht weiter zusammengesetzt) sind.

Mit zunehmendem Wissen um die elementaren Teilchen stellt sich die Frage nach den möglichen Wechselwirkungen. Schon länger bekannt sind die Gravitation und der Elektromagnetismus, die aufgrund der masselosen Austauschteilchen sehr langreichweitig und damit deutlich makroskopisch spürbar sind. In diesem Jahrhundert sind zwei weitere Wechselwirkungen entdeckt worden, die nur sehr kurze Reichweite haben (schwere Austauschteilchen, bzw. Selbstwechselwirkung): die schwache und die starke Wechselwirkung. Diese zeigen ihre Auswirkungen nur im atomaren und subatomaren Bereich. Ein großer Fortschritt im Verständnis der Wechselwirkungen gelang durch die Vereinheitlichung von elektromagnetischer und schwacher Wechselwirkung zu der Elektroschwachen Theorie (S. L. Glashow [1], A. Salam [2], S. Weinberg [3], 1968).

Um die kurzreichweitigen Kräfte in immer winzigeren Strukturen untersuchen zu können, benötigt man immer höhere Energiedichten (Hochenergiephysik). Deshalb wurde beispielsweise unter der Verwaltung des internationalen Hochenergie-Forschungszentrums CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) der Speicherring LEP (Large Elektron Positron storage ring) bei Genf gebaut. Dort werden Elektronen und Positronen auf hohe Energien beschleunigt und zur Kollision gebracht; über einen Zwischenzustand entsteht dann ein Fermion - Antifermion - Paar. Durch eine Kette von starken, schwachen und elektromagnetischen Wechselwirkungen wird daraus eine Vielzahl nachweisbarer Teilchen gebildet, die

teilweise aus Quarks zusammengesetzt und teilweise elementar sind.

Das Ziel dieser Arbeit besteht nun darin, das Energiespektrum aller Photonen, die bei diesem Prozeß erzeugt werden, zu messen. Dabei erfolgt die Messung nicht wie sonst üblich über den Nachweis im elektromagnetischen Kalorimeter, sondern über die Konversion des Photons in ein Elektron - Positron - Paar, das dann in den Spurkammern des Detektors vermessen wird.

Die Analyse wurde mit Daten des ALEPH - Detektors, eines der vier Detektoren am LEP - Speicherring, durchgeführt. Ein Merkmal dieses Detektors sind die Spurkammern mit ihrer sehr guten Auflösung. Die Ausnutzung des Paarerzeugungseffektes für die Messung der Photonen verringert zwar die Nachweiseffizienz, aber die Konversion in geladene Spuren ermöglicht eine exaktere Impulsmessung als im Kalorimeter. Das inklusive Photonenspektrum wird in ALEPH mit dieser Methode erstmalig untersucht.

In der vorliegenden Arbeit werden zunächst einige theoretische Grundlagen und die Motivation dieser Analyse aufgezeigt. Im Kapitel 3 werden der LEP - Speicherring und der ALEPH - Detektor vorgestellt. Die Paarfindungsroutine, mit deren Hilfe sich aus beliebigen Spurkombinationen die $e^+ - e^-$ - Paare der Photonkonversionen extrahieren lassen, wird im Kapitel 4 beschrieben. Kapitel 5 umfaßt einen technischen Teil, der die verwendeten Kriterien für die Selektion von konvertierten Photonen zusammenstellt und begründet. Im Kapitel 6 wird die Energieauflösung der Konversionsmethode gezeigt und die Entfaltung des gemessenen Photonenspektrums erläutert. Auf das Problem der Normierung des Spektrums wird im Kapitel 7 eingegangen. Die Ergebnisse dieser Arbeit und ihre systematischen Fehler werden in den Kapiteln 8 und 9 vorgestellt. Das 10. Kapitel zeigt einen Ausblick auf weitere Anwendungen der Konversionsmethode am Beispiel der Messung des π^0 - Mesons und im Kapitel 11 werden abschließend die wichtigsten Ergebnisse dieser Analyse noch einmal zusammengefaßt.

Kapitel 2

Grundlagen und Motivation

In diesem Kapitel werden einige allgemeine theoretische Grundlagen aus der Elementarteilchenphysik aufgeführt und im besonderen die Physik am LEP - Speicherring betrachtet. Außerdem werden die Bedeutung und die Anwendungsmöglichkeiten der Photonkonversionen beschrieben. Im dritten Teil des Kapitels werden die wichtigsten Eigenschaften des Paarerzeugungseffektes zusammengestellt.

2.1 Allgemeine Grundlagen

2.1.1 Einteilung der Elementarteilchen

Nach unserem heutigen Wissensstand lassen sich die Elementarteilchen in zwei Klassen einordnen: die **Austauschteilchen**, die die verschiedenen Wechselwirkungen übermitteln, und die **Materieteilchen**, aus denen jede Materie aufgebaut ist. Die zweitgenannte Klasse wird weiter unterteilt in **Hadronen** und **Leptonen**. Die Hadronen umfassen alle Elementarteilchen, die der starken Wechselwirkung unterliegen, d.h. die aus Quarks oder Antiquarks aufgebaut sind. Die Leptonen unterliegen nur der schwachen und/oder elektromagnetischen Wechselwirkung.

Die Hadronen werden weiter unterteilt in Baryonen und Mesonen. Die erstgenannten enthalten drei Quarks oder drei Antiquarks und haben halbzahligen Spin, d.h. sie sind Fermionen. Die Mesonen bestehen aus einem Quark und einem Antiquark und haben ganzzahligen Spin, d.h. sie sind Bosonen.

In der Hochenergiephysik hat man mittlerweile weit über hundert verschiedene Teilchen gemessen. Elementar sind aber nur die Quarks, die Leptonen und die Austauschteilchen der verschiedenen Wechselwirkungen. Nachfolgend sind die fundamentalen Teilchen und einige ihrer Eigenschaften aufgeführt:

Wegen ihres Spins $\frac{1}{2}\hbar$ gehören die Leptonen und Quarks zu den Fermionen (siehe Tab. 2.1). Die Zahl der Leptonfamilien mit leichten Neutrinos ist auf drei begrenzt, wie eine der ersten Messungen am LEP gezeigt hat. Das t - Quark („top“ oder „truth“) wurde zwar erst im Mai 1994 direkt nachgewiesen, aber seine Existenz galt schon zuvor durch indirekte Messungen als gesichert.

	1. Generation	2. Generation	3. Generation	el. Ladung [e]	Spin [\hbar]
Leptonen:	ν_e	ν_μ	ν_τ	0	1/2
	e^-	μ^-	τ^-	-1	1/2
Quarks:	u	c	t	+2/3	1/2
	d	s	b	-1/3	1/2

Tabelle 2.1: *Fundamentale Fermionen*

Die Austauschteilchen der verschiedenen Wechselwirkungen sind allesamt Bosonen (siehe Tab. 2.2).

Wechselwirkung	Austauschteilchen			
	Name	Masse [GeV/c ²]	el. Ladung [e]	Spin [\hbar]
Gravitation:	Graviton ¹	0	0	2
Elektromagnetismus:	Photon (γ)	0	0	1
schwache Wechselwirkung:	Z^0	91.17	0	1
	W^+	80.2	+1	1
	W^-	80.2	-1	1
starke Wechselwirkung:	8 Gluonen (g)	0	0	1

Tabelle 2.2: *Fundamentale Bosonen (Austauschteilchen)*

Die Größe der Kopplungskonstanten der vier Wechselwirkungen ist stark unterschiedlich und zeigt auch in ihrer Energieabhängigkeit einen deutlich unterschiedlichen Verlauf: Wenn man die Stärke der elektromagnetischen Wechselwirkung für verschiedene subatomare Abstände der Wechselwirkungspartner willkürlich auf 1 festsetzt, so liegt die Stärke der Gravitation zwischen zwei Quarks bzw. zwischen zwei Protonen im Bereich 10^{-41} bis 10^{-36} , sie ist also vollkommen vernachlässigbar. Die schwache Wechselwirkung zwischen zwei Quarks hat mit derselben Normierung bei einem Quarkabstand von 10^{-18} m eine Stärke von etwa 0.8, die aber mit einer Verdreißigfachung des Abstandes schon auf 10^{-4} abnimmt. Dagegen hat die

¹Das Graviton ist noch nicht entdeckt. Da aber die niedrigste Ordnung der Gravitationsausbreitung mit Quadrupolstrahlung erfolgt, muß das Graviton einen Spin von $2\hbar$ haben. Aufgrund der unendlichen Reichweite der Gravitation kann das Graviton keine Masse und keine Ladung tragen.

starke Wechselwirkung eine Stärke von ca. 25, die mit zunehmendem Abstand sogar noch größer wird.

2.1.2 Physik am LEP

Am LEP - Speicherring werden Elektronen und Positronen beschleunigt und mit einer Schwerpunktsenergie von etwa 91.2 GeV zur Kollision gebracht. Da dies der Masse des Z^0 entspricht, wird bei der Annihilation von Elektron und Positron bevorzugt das Z^0 - Eichboson erzeugt. Dieses zerfällt dann in ein Fermion - Antifermion - Paar (Leptonen oder Quarks).

Beim Zerfall in Elektronen oder Myonen ist schon ein Zustand erreicht, der im Detektor nachgewiesen werden kann. Tauonen zerfallen zunächst leptonisch oder semileptonisch bevor sie detektiert werden.

Entsteht jedoch ein Quark - Antiquark - Paar, so beginnt ein komplizierter Prozeß, den man im Rahmen der Quanten - Chromo - Dynamik (QCD) beschreibt. Da die starke Kraft zwischen den Quarks beim Auseinanderfliegen immer weiter anwächst, werden bei der Propagation der Quarks Gluonen abgestrahlt, die wiederum ein $q\bar{q}$ - Paar oder durch Selbstwechselwirkung zwei Gluonen erzeugen können. Dieser in den Ereignisgeneratoren genähert berechnete Prozeß wird solange fortgesetzt, bis eine Mindestenergie für die Quarks oder Gluonen unterschritten wird (Bereich (ii) in Abb. 2.1). Dann wird die Partonschauerentwicklung abgebrochen. Um die Umwandlung der Partonen in nachweisbare Hadronen zu beschreiben, bedient man sich phänomenologischer Modelle (Hadronisierung, Bereich (iii)). Die instabilen Teilchen zerfallen schließlich in langlebige und stabile Tochterteilchen, welche in den Detektoren vermessen werden (Bereich (iv)).

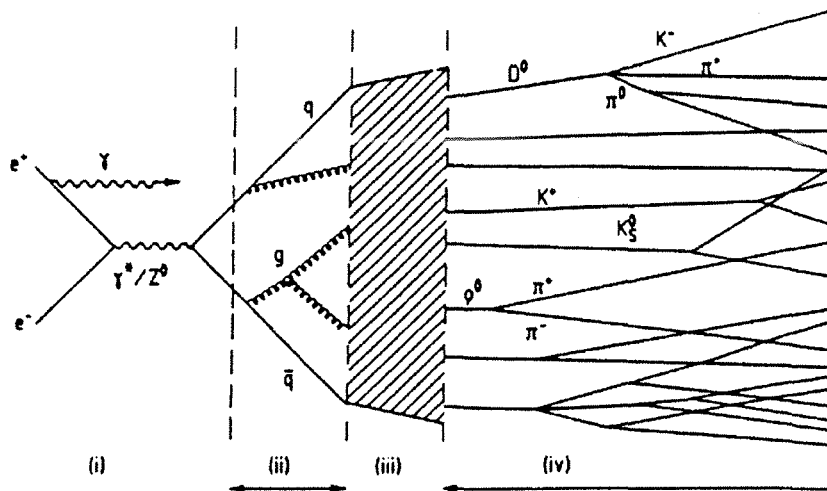


Abbildung 2.1: Partonschauerentwicklung und Hadronisierung [4]

Neben der Abstrahlung von Gluonen können die Quarks über die elektromagnetische Wechselwirkung auch Photonen abstrahlen. Diese unterliegen nicht der

Hadronisierung und können damit in jeder Phase der Schauerentwicklung ein ungestörtes Bild der QCD - Entwicklung liefern.

2.2 Motivation

Die Motivation für die Durchführung dieser Diplomarbeit läßt sich im wesentlichen in drei Punkten zusammenfassen:

- Im niederenergetischen Bereich tragen verschiedene Komponenten zum inklusiven Photonenspektrum bei. Doch der Hauptanteil stammt von π^0 - und η - Mesonen, die zu etwa 98.8 % bzw. 38.9 % in zwei Photonen zerfallen (siehe Abb. 2.2). Mit der Messung in diesem Bereich können die Fragmentationsparameter für die neutralen Objekte in den Hadronisierungsmodellen der Monte Carlo Simulation (im folgenden meist mit „MC“ abgekürzt) angepaßt werden. Für die geladenen Objekte ist die Anpassung schon lange geschehen und mehrfach überprüft worden, aber die neutralen Teilchen, die im Mittel etwa 1/3 der gesamten Energie tragen, sind bisher nur weniger gut untersucht worden.

Außerdem erlaubt es die hohe Zahl der Photonen in diesem Energiebereich, die Materiebelegung in der Detektorsimulation zu verifizieren.

- Im hochenergetischen Bereich gewinnen direkte Photonen, d.h. Photonen, die direkt von Quarks abgestrahlt wurden und nicht durch Teilchenzerfälle entstanden sind, an Bedeutung (siehe Abb. 2.2). Da diese die ungetrübte Information über die Partonschauerentwicklung enthalten, sind sie von besonderer Bedeutung. Die bisherigen Messungen dieser Photonen erfordern meist, daß sie isoliert von anderen Teilchen nachgewiesen werden, damit der hadronische Untergrund reduziert wird und die Messung im Kalorimeter möglichst genau ist [5]. Unter Verwendung der Konversionsmethode könnten auch direkte Photonen in Teilchenjets besser gemessen werden.

Diesbezüglich hat sich aus der vorliegenden Analyse ergeben, daß man im Energiebereich $\frac{E_\gamma}{E_{Strahl}} \geq 0.75$ eine ca. 10 % genaue Messung (statistischer Fehler) durchführen kann, wenn man die gesamte Statistik der Jahre 1991 bis 1993 verwendet.

- Der wichtigste Motivationspunkt ist aber ein generelles gutes Verständnis der Photonkonversionen, denn dies ermöglicht eine allgemeine Nutzung dieser Methode für die Elementarteilchenanalyse. So können beispielsweise Teilchenzerfälle untersucht werden, bei denen teilweise niederenergetische Photonen entstehen (π^0 , ω , η , Σ^0 , B^* , ...).

Die Untersuchung des Σ^0 - Zerfalls in ein Λ und ein niederenergetisches Photon, das über Konversion nachgewiesen wird, ist schon erfolgreich durchgeführt worden [6].

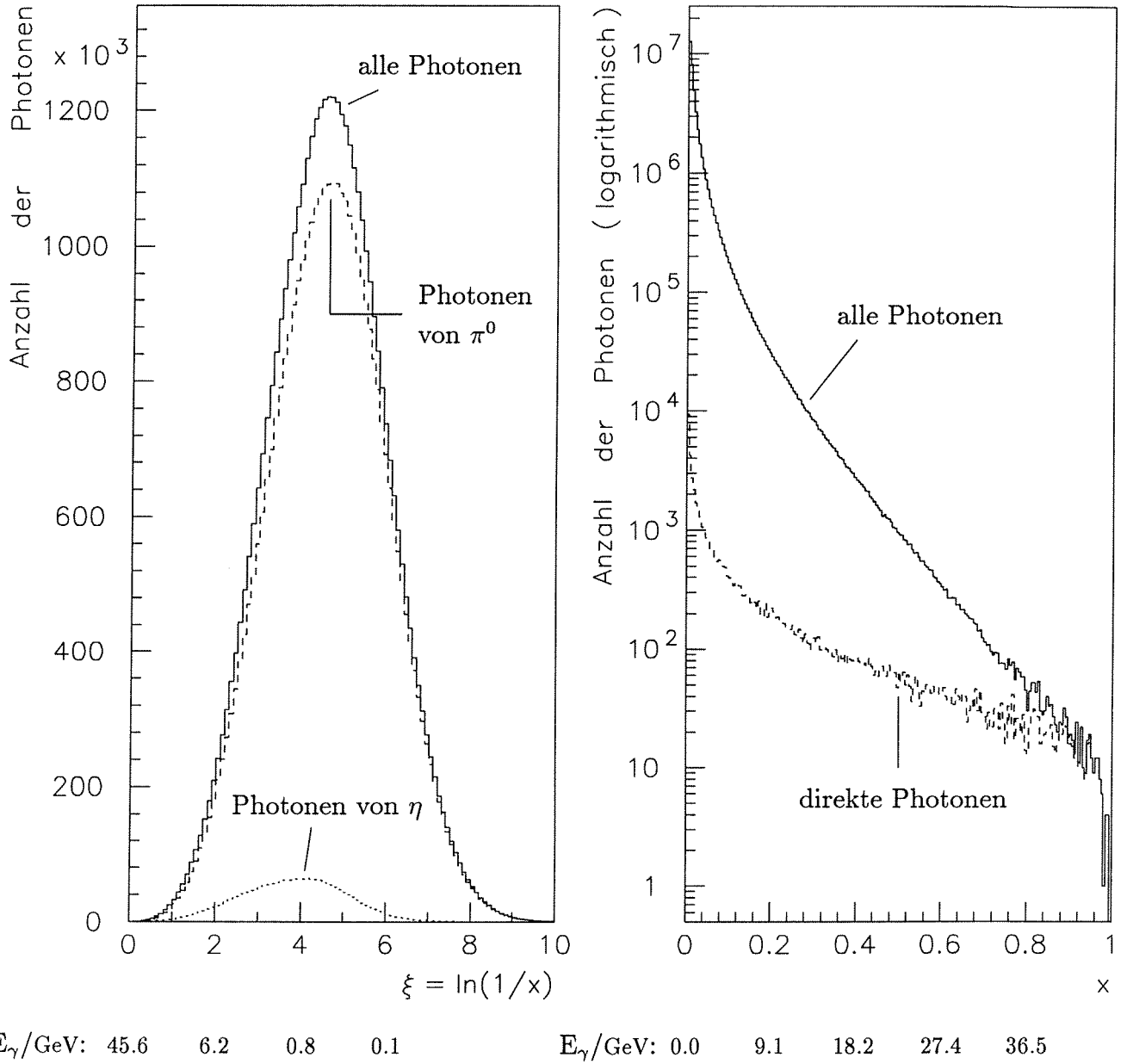


Abbildung 2.2: Inklusives Photonenspektrum aus dem JETSET Generator
 In beiden Bildern stellt die durchgezogene Linie das inklusive Photonenspektrum dar, wie es der JETSET Ereignisgenerator [7] liefert ($2 \cdot 10^6$ generierte Ereignisse). In dem linken Bild wird es als Funktion der Variablen $\xi = \ln(1/x)$ mit $x = E_\gamma/E_{\text{Strahl}}$ wiedergegeben. Im niederenergetischen Bereich ist dies die übliche Darstellung, um das Spektrum zu strecken. Der größte Anteil der Photonen kommt hier vom π^0 - Zerfall. Das rechte Bild zeigt das Spektrum aller erzeugten Photonen als Funktion der Variablen $x = E_\gamma/E_{\text{Strahl}}$ (so üblich im hochenergetischen Bereich), wobei die Zahl der Photonen logarithmisch dargestellt ist. Man sieht, daß direkte Photonen für $x > 0.75$ dominant werden.

2.3 Paarerzeugung

Die wichtigsten Eigenschaften des Paarerzeugungseffektes werden im folgenden zusammengestellt:

- Paarerzeugung kann an jeder **Materie** stattfinden: z.B. an Atomkernen, einzelnen Protonen oder auch Elektronen.

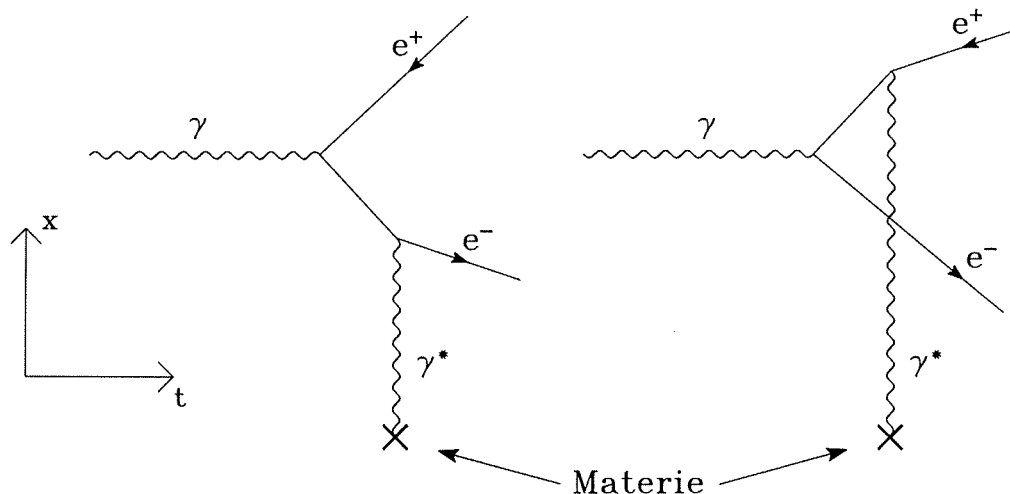


Abbildung 2.3: Feynman - Diagramme der niedrigsten Ordnung für die Paarerzeugung im Feld einer Ladung [8]

Z.B.: $\gamma + \text{Kern} \rightarrow e^+ + e^- + (\text{Kern})'$

Die Materie ist zur Erhaltung des Viererimpulses erforderlich. Sie nimmt den Rückstoß - Impuls auf.

- Die **Schwellwertenergie**, ab der Paarerzeugung möglich wird, ist abhängig von der Masse des Rückstoßpartners (m_R). Es gilt näherungsweise:

$$E_{\gamma}^{\text{grenz}} \approx 2m_e + 2\frac{m_e^2}{m_R}$$

Für die Paarerzeugung an einem Elektron ergibt sich die Schwellwertenergie damit zu $E_{\gamma}^{\text{grenz}} \approx 2 \text{ MeV}$, während für alle schwereren Rückstoßpartner der zweite Term der Formel vernachlässigbar wird, und die Konversion in ein $e^+ - e^-$ - Paar ab einer Photonenergie von der doppelten Elektronmasse, d.h. ab etwa 1 MeV, möglich ist.

- Die e^- - **Spur** und die e^+ - **Spur** sind am Konversionsort in sehr guter Näherung **parallel**. Dies erkennt man, wenn man die invariante Masse des $e^+ - e^-$ - Paares bestimmt und sie unter Vernachlässigung des Rückstoßimpulses mit der invarianten Masse des Photons vergleicht:

$$0 = m_\gamma^2 \approx m_{e^+e^-}^2 \approx 2m_e^2 + 2|\vec{p}_{e^-}||\vec{p}_{e^+}|(1 - \cos\alpha)$$

Da der Impuls der Tochterteilchen viel größer als ihre Ruhemasse ist, muß vor allem der zweite Term auf der rechten Seite der Gleichung sehr klein werden, um die Abschätzung zu erfüllen. Dies ist nur dann möglich, wenn $\cos\alpha \approx 1$ wird. Damit ist der Winkel zwischen den beiden Spuren am Konversionsort $\approx 0^\circ$.

- Der totale Paarerzeugungswirkungsquerschnitt ist im höherenergetischen Bereich ($E_\gamma \gg \frac{70 \text{ MeV}}{Z^{1/3}}$)² gegeben durch [9]

$$\sigma_{\text{Paar}} = 4 \alpha r_e^2 (Z^2 + Z) \left(\frac{7}{9} \ln \frac{183}{Z^{1/3}} - \frac{1}{54} \right) \quad [\text{cm}^2/\text{Atom}]$$

mit:

α = Feinstrukturkonstante $\approx 1/137$

r_e = klassischer Elektronenradius = $e^2/4\pi\epsilon_0 m_e c^2 \approx 2.8 \text{ fm}$

Z = Ordnungszahl des Atoms, an dem Paarerzeugung stattfindet

Dabei stammt der Term proportional zu Z^2 von dem Beitrag des Kerns und der Term proportional zu Z von den Hüllenelektronen.

Bei Vernachlässigung des kleinen Terms $\frac{1}{54}$ in der Klammer und Verwendung der Definition der Strahlungslänge X_0 ³ ergibt sich der **Paarerzeugungswirkungsquerschnitt** zu:

$$\sigma_{\text{Paar}} \approx \frac{7}{9} \cdot \frac{A}{N_A} \cdot \frac{1}{X_0}$$

mit:

A = Massenzahl des Atoms, an dem Paarerzeugung stattfindet

N_A = Avogadro - Konstante

Bei der Verwendung von X_0 in der Einheit $[\text{g}/\text{cm}^2]$ erhält man σ_{Paar} in $[\text{cm}^2/\text{Atom}]$. Damit erkennt man, daß zur Bestimmung der Paarerzeugungswahrscheinlichkeit noch die Materiedichte berücksichtigt werden muß.

Ist die Materie ein Gemisch aus verschiedenen Elementen, so müssen die Werte A und X_0 ersetzt werden durch

$$A^{\text{eff}} = \sum_{i=1}^N f_i A_i \quad \text{bzw.} \quad X_0^{\text{eff}} = \frac{1}{\sum_{i=1}^N f_i / X_0^i},$$

wobei f_i der Gewichtsanteil der Komponente mit dem Atomgewicht A_i und der Strahlungslänge X_0^i ist.

²aus: $E_\gamma \gg \frac{m_e c^2}{\alpha Z^{1/3}}$, mit m_e = Masse des Elektrons und α = Feinstrukturkonstante

³aus $-\frac{dE}{dx} = \frac{E}{X_0}$ für Bremsstrahlung von Elektronen

- Die Aufteilung der kinetischen Energie zwischen den Tochterteilchen e^+ und e^- ist nur bei niedrigen Photonenergien bevorzugt symmetrisch; je höher die Energie des Photons, desto wahrscheinlicher ist eine **unsymmetrische Energieaufteilung**.

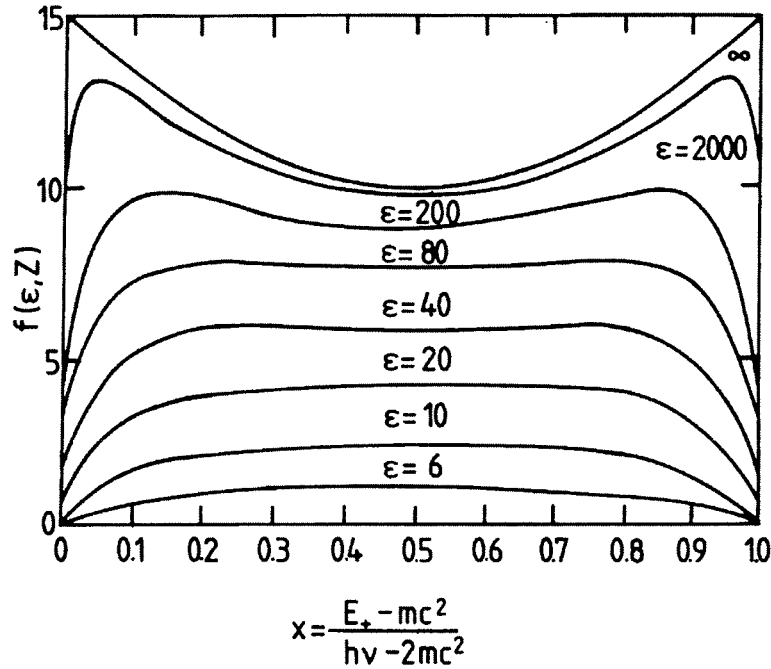


Abbildung 2.4: Erwarteter Verlauf der Energieaufteilungsfunktion $f(\epsilon, Z, x)$ mit $\epsilon = E_\gamma/m_e c^2$ als Parameter. Die Abhängigkeit von Z ist nur logarithmisch und für mittlere Z dargestellt. Der totale Paarerzeugungsquerschnitt ist durch die Fläche unter der jeweiligen Kurve in Einheiten von $Z(Z + 1)\alpha r_e^2$ angegeben [9]. Die Linien kennzeichnen eine Wahrscheinlichkeit, mit der ein Photon der Energie E_γ bei der Paarerzeugung den Anteil x der kinetischen Energie auf das Positron überträgt.

Nun stellt sich natürlich die Frage, ob diese unsymmetrische Energieaufteilung auch in der Monte Carlo Simulation richtig enthalten ist. Die Abbildung 2.5 zeigt ein Histogramm der auf das Positron übertragenen Photonenergie, das aus dem MC mit Detektorsimulation erstellt wurde (es wurden nur solche Konversionen eingetragen, bei denen die Photonenergie größer als 2 GeV war). Wieder ist auf der Ordinate die Variable $x = \frac{E_{e^+} - m_e c^2}{E_\gamma - 2m_e c^2}$ aufgetragen. Obwohl bei $x = 0$ und $x = 1$ Akzeptanzprobleme für die sehr niederenergetischen e^\pm - Spuren erkennbar sind, wird doch die deutlich unsymmetrische Energieaufteilung sichtbar.

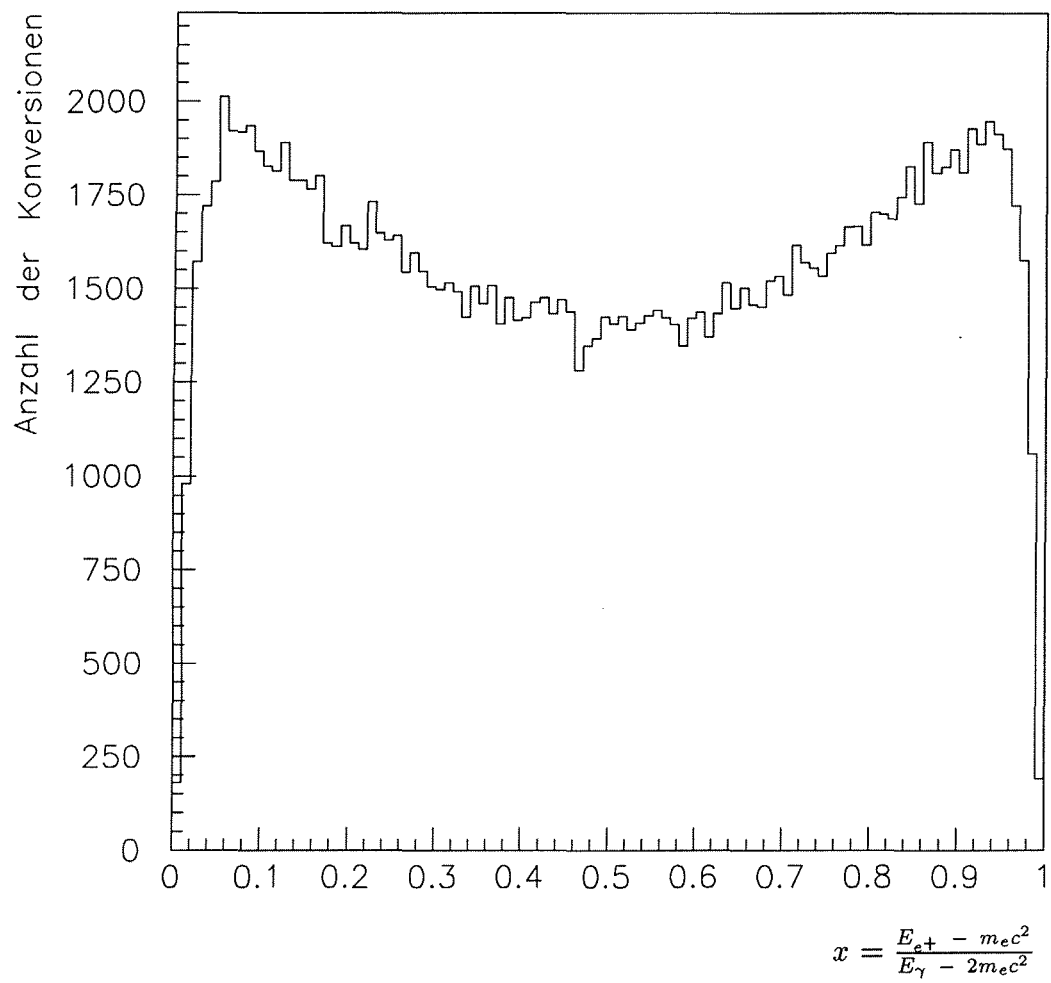


Abbildung 2.5: *Energieaufteilung in der MC - Simulation für Konversionen von Photonen mit Energien größer als 2 GeV, Erläuterungen im Text*

Kapitel 3

Das ALEPH - Experiment

3.1 Der LEP - Speicherring

Der LEP - Speicherring befindet sich in einem ringförmigen Tunnel mit einem Durchmesser von etwa 8.5 km, der in einer Tiefe von 50 - 150 m unter der Erdoberfläche am Fuß des Jura gebirges bei Genf liegt [10].

Dort werden Elektronen und Positronen in mehreren¹ Teilchenpaketen in entgegengesetzter Richtung beschleunigt und an den 4 Experimenten ALEPH, L3, DELPHI und OPAL zur Kollision gebracht (siehe Abb. 3.1).

Der zeitliche Abstand zwischen 2 Kollisionen beträgt etwa $11 \mu\text{sec}$ ². Die maximale Strahlenergie liegt derzeit bei 60 GeV, obwohl der LEP - Speicherring meist in der Nähe der Z^0 Resonanz mit 45.6 GeV/Strahl betrieben wird [11].

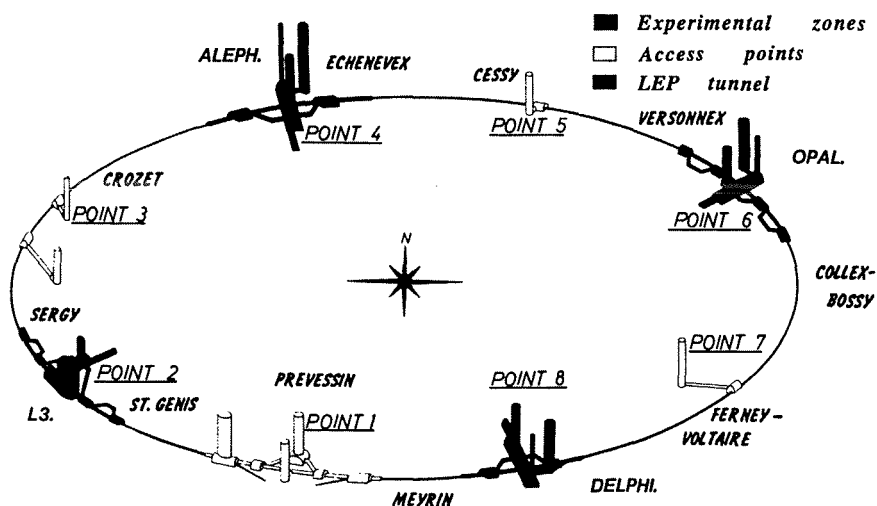


Abbildung 3.1: Der LEP - Speicherring und seine Installationen [12]

¹Seit Oktober 1992 sind es 8 Teilchenpakete, zuvor waren es 4.

²Vor Oktober 1992 betrug der zeitliche Abstand zwischen 2 Kollisionen ca. $22 \mu\text{sec}$.

Die Beschleunigung der Elektronen und Positronen auf 45.6 GeV geschieht nicht alleine in einem Speicherring: Die e^+ und e^- werden mit einer Energie von 20 GeV aus dem SPS (Super Proton Synchrotron) in den LEP - Ring eingespeist. Das SPS wird seinerseits vom PS (Proton Synchrotron) versorgt (Injektionsenergie: 3.5 GeV). Erzeugt und gesammelt werden die Elektronen und Positronen mit Hilfe eines Linearbeschleunigers (LINAC) und eines Akkumulatorrings (EPA), der die Teilchen mit 600 MeV an das PS weitergibt (siehe Abb. 3.2).

Mit der Installation von supraleitenden Kavitäten im LEP - Tunnel ist geplant, die Maschine ab etwa 1996 bei einer Strahlenergie von ca. 80 GeV bis 90 GeV zu betreiben (LEP II). Dann wird es möglich sein, bei der e^+e^- - Annihilation auch $W^+ - W^-$ - Paare zu erzeugen.

Zu Beginn des nächsten Jahrtausends ist dann geplant, den LEP - Tunnel und einen Teil seiner Installationen für die Beschleunigung von Protonen zu verwenden (LHC = Large Hadron Collider).

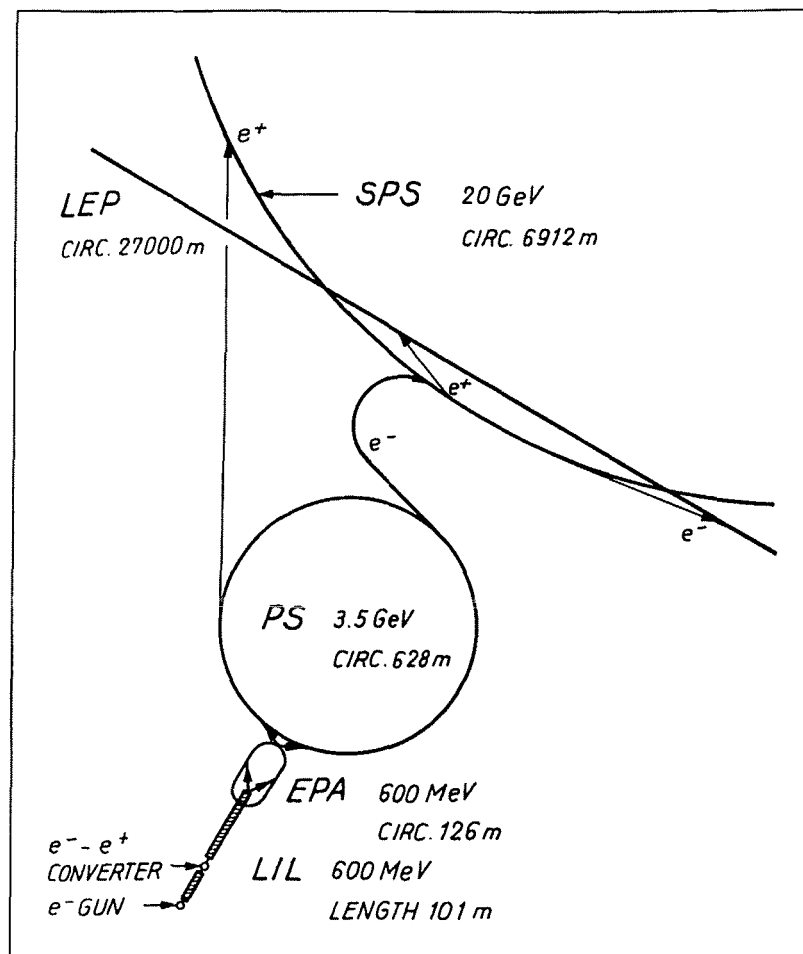


Abbildung 3.2: Speisung von LEP mit Elektronen und Positronen [12]

3.2 Der ALEPH - Detektor

Beim Wechselwirkungspunkt 4 befindet sich in ca. 140 m Tiefe der ALEPH - Detektor (A detector for LEP PHysics, Abb. 3.3). Dieser wurde so geplant und gebaut, daß er eine größtmögliche Vielfalt von unterschiedlichen Ereignissen bei der e^+e^- - Annihilation mit bester Genauigkeit vermessen kann. Somit ergibt sich ein Detektor, der mit schalenförmiger Struktur den Wechselwirkungspunkt fast vollkommen umschließt (4π - Detektor).

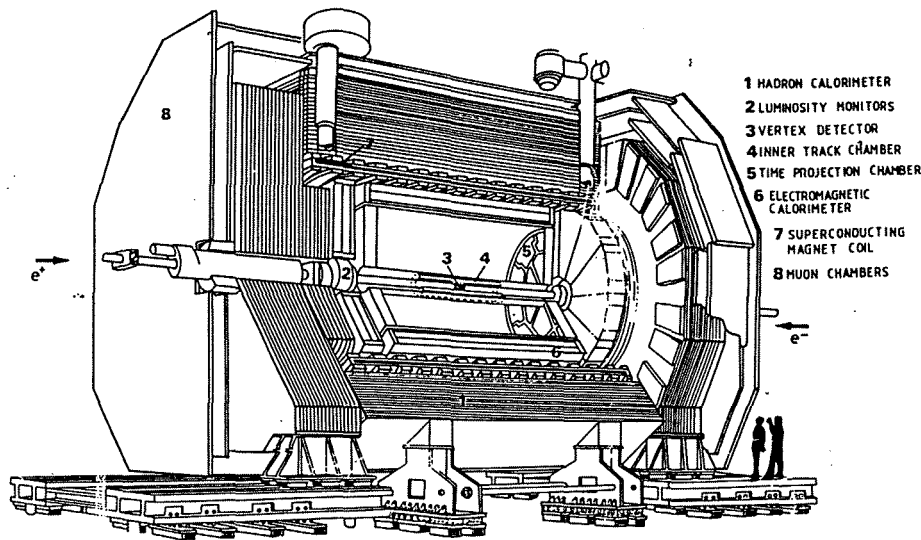


Abbildung 3.3: Querschnitt des ALEPH-Detektors [13]

Bevor die einzelnen Subdetektoren beschrieben werden, sei kurz auf das ALEPH - Koordinatensystem eingegangen [14]: Die positive z - Achse ist durch die Richtung der Strahlelektronen gegeben. Die horizontale Linie zum Zentrum des LEP - Ringes kennzeichnet die positive x - Richtung. Mit der y - Achse (die nach oben zeigt) wird ein rechtshändiges Orthogonalsystem definiert. Daraus ergeben sich in üblicher Weise auch die Zylinderkoordinaten (ρ, ϕ, z) und die Kugelkoordinaten (r, θ, ϕ) .

Im folgenden werden vorwiegend die Detektorkomponenten kurz beschrieben, deren Eigenschaften für die Analyse wesentlich waren (detaillierte Informationen findet man im ALEPH - Handbuch [14] und der ALEPH - note „8 in Numbers“ [11]). Die Beschreibung erfolgt vom Wechselwirkungspunkt nach außen:

1. Der zentrale Teil ($-38 \text{ cm} < z < +38 \text{ cm}$) des **Strahlrohrs** (Beam Pipe) besteht aus einem Beryllium - Rohr mit dem Innenradius 5.30 cm und dem Außenradius 5.41 cm. Die Materiebelegung entspricht 0.312 % einer Strahlungslänge bei einem Teilchendurchgang unter dem Winkel $\theta = 90^\circ$.

2. Der Minivertex Detektor (**VDET**) ist ein Siliziumstreifenzähler, der aus 2 konzentrischen Lagen von Siliziumplättchen (Dicke $\approx 300 \mu\text{m}$) besteht. Die beiden Lagen haben eine Länge von $\approx 20 \text{ cm}$ und befinden sich bei den Radien $\rho \approx 6.3 \text{ cm}$ und $\rho \approx 11.0 \text{ cm}$. Da die Siliziumplättchen eben sind, bildet jede Lage eine Vieleckstruktur, an deren Kanten Teile der Ausleseelektronik sitzen. Bei der Mittelung über die ϕ - Richtung ergibt sich die Materialbelegung zu 4.1 % einer Strahlungslänge bei einem Teilchendurchgang senkrecht zum Strahlrohr. Die Punktauflösung des VDET beträgt $\sigma_{\rho\phi} \approx 12 \mu\text{m}$ bzw. $\sigma_z \approx 10 \mu\text{m}$.
3. Die innere Spurenkammer (**ITC** - Inner Tracking Chamber) ist eine konventionelle zylindrische Vieldraht - Driftkammer mit 8 Lagen von Signaldrähten. Die Länge des aktiven Volumens beträgt 2 m; der Innenradius des Detektors liegt bei 12.8 cm und der Außenradius bei 28.8 cm. Die Innenwand hat eine Materialbelegung von 0.34 % einer Strahlungslänge und die Außenwand trägt mit 1 % bei. Die ITC erreicht eine Ortsauflösung von $\sigma_{\rho\phi} \approx 150 \mu\text{m}$ bzw. $\sigma_z \approx 7 \text{ cm}$.
4. Die Zeitprojektionskammer (**TPC** - Time Projection Chamber, Abb 3.4) besteht aus einem zylindrischen Driftvolumen mit einer zentralen Elektrode (25 μm Mylar - Folie) und ebenen Drahtkammern an beiden Enden. In dem aktiven Driftvolumen, das in zwei Bereiche mit je 2.2 m Länge unterteilt ist, befindet sich ausschließlich das Nachweisgas: eine Mischung aus 91 % Argon und 9 % Methan (Volumenprozent), die bei ca. 7.5 mbar Überdruck gegenüber dem Atmosphärendruck und einer Temperatur von $(21.0 \pm 0.5)^\circ\text{C}$ betrieben wird.

Der Innenradius der TPC liegt bei 31 cm, der Außenradius bei 1.8 m. Für die Spurvermessung sind maximal 21 TPC - Koordinaten möglich. Die Ortsauflösung der einzelnen Punkte beträgt $\sigma_{\rho\phi} \approx 180 \mu\text{m}$ bzw. $\sigma_z \approx 1 \text{ mm}$.

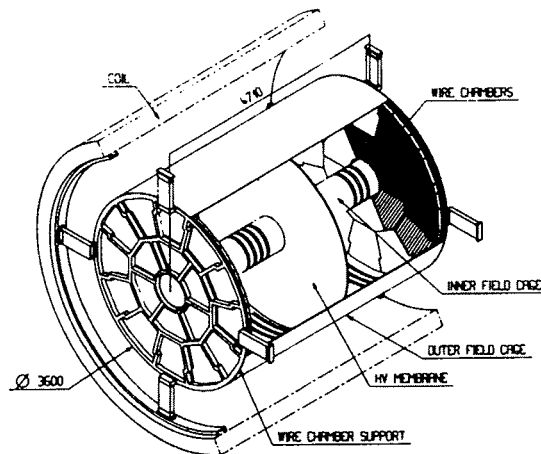


Abbildung 3.4: Perspektivische Sicht der TPC [13]

Die Materiebelegung des inneren Feldkäfigs entspricht 2.3 % und des äußeren 4.8 % einer Strahlungslänge. Damit erhält man für die Strecke vom Wechselwirkungspunkt bis ins TPC - Gas unter dem Winkel $\theta = 90^\circ$ eine Materiebelegung von etwa 8 % einer Strahlungslänge.

Neben einer sehr guten Impulsmessung (bei Verwendung von TPC - und ITC - Informationen: $\Delta p/p^2 = 0.8 \cdot 10^{-3} (\text{GeV}/c)^{-1}$ bei 45 GeV Spuren, die mit 21 TPC - Koordinaten gemessen wurden) wird in der TPC auch die $\frac{dE}{dx}$ - Messung durchgeführt, die eine Trennung von z.B. Pionen und Elektronen erlaubt.

5. Das elektromagnetische Kalorimeter (**ECAL**) befindet sich innerhalb der Spule und setzt sich aus einem Mantelteil und zwei Endkappen zusammen. Es ist aus abwechselnden Schichten von Bleiplatten und Drahtkammern aufgebaut. Für hochenergetische Elektronen, Positronen und Photonen bildet sich im Blei ein elektromagnetischer Schauer aus, der in den zwischenliegenden Drahtkammern nachgewiesen wird. Dagegen hinterlassen Hadronen in der Regel erst im HCAL ein großes Signal.

Die Materialbelegung im Mantel und den Endkappen beträgt jeweils etwa 21 Strahlungslängen. Es wird eine Winkelauflösung von $\sigma_\phi = \sigma_\theta / \sin\theta = (0.32 \oplus 2.7/\sqrt{E(\text{GeV})}) \text{ mrad}$ erreicht. Die Energieauflösung beträgt $\sigma_E/E = 1\% \oplus 18\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$.

6. Die **supraleitende Spule** erzeugt in den inneren Spurkammern (TPC, ITC, VDET) und im ECAL ein homogenes Magnetfeld der Stärke 1.5 Tesla in z - Richtung.
7. Das Hadronkalorimeter (**HCAL**) besteht aus abwechselnden Lagen von Eisenplatten und Streamerrohr - Kammern. Zum einen dient das HCAL als Rückflußjoch für das Magnetfeld, zum anderen wird analog zum ECAL die Energiedeposition von Hadronen gemessen. Gleichzeitig dient es als Filter für Myonen.
8. Die **Myonkammern** umschließen den gesamten Detektor und bestehen aus 2 Doppelschichten von Streamerrohr - Kammern. Da hauptsächlich nur Myonen und Neutrinos das HCAL noch durchdringen können, verwendet man diesen Detektorteil dazu, die Spuren der in der $e^+ - e^-$ - Vernichtung entstandenen und der kosmischen Myonen zu identifizieren und zu vermessen.

Neben den erwähnten gibt es noch eine Reihe weiterer Detektoren wie z.B. LCAL, BCAL und SICAL, die hauptsächlich zur Luminositätsmessung eingesetzt werden. Der SAMBA - Detektor dient zur Messung des Strahluntergrundes.

Kapitel 4

Die Paarfindungsroutine

Der erste Schritt auf dem Weg zur Bestimmung des inklusiven Photonenspektrums ist das Extrahieren der Spuren von Photonkonversionen aus der Vielzahl anderer Spuren (geladene Multiplizität in multihadronischen Ereignissen ≈ 20). Daher werden in diesem Kapitel die Paarfindungsroutine QPAIRF¹ und ihre Ausgabeparameter, die die Selektion ermöglichen, beschrieben.

Zunächst seien jedoch die Eigenschaften der Spuren geladener Teilchen und ihre Rekonstruktion aus den Meßpunkten im Detektor erläutert: Wegen des Magnetfeldes der Spule sind die Spuren geladener Teilchen Schraubenlinien, deren Achse parallel zur z - Achse verläuft. Damit ergeben sich bei der Projektion in die $x - y$ - Ebene Kreishögen, die unterschiedliche Radien und Mittelpunkte besitzen. Das Spurrekonstruktionsprogramm JULIA² paßt daher an die vielen Meßpunkte der Detektoren verschiedene Schraubenlinien an, die bis zur nächsten Annäherung an den primären Vertex (Wechselwirkungspunkt) verlängert werden.

Wie bei der Zusammenstellung der Eigenschaften des Paarerzeugungseffektes erwähnt, besitzen die Elektronen und Positronen von Photonkonversionen ursprünglich parallele Trajektorien. Somit sucht die Paarfindungsroutine den Punkt auf jeder Helix, an dem die Spuren parallel in der $x - y$ - Ebene sind und die Punkte am nächsten beieinander liegen [15]. Der Mittelpunkt zwischen diesen beiden wird Konversionsort genannt (siehe Abb. 4.1).

Wegen der begrenzten Meß- und Rekonstruktionsgenauigkeit liegen die rekonstruierten Elektron- und Positronspuren von Photonkonversionen entweder etwas auseinander (linkes unteres Bild in Abb. 4.1) oder sie überkreuzen sich (rechtes unteres Bild). In beiden Fällen, die im Mittel etwa gleich wahrscheinlich sind ³,

¹Dies ist eine Standard - ALPHA - Routine. Dabei steht ALPHA als Abkürzung für „ALepH Physics Analysis package“ und bezeichnet ein Programmpaket zur Elementarteilchenanalyse für das ALEPH - Experiment.

²Job to Understand Lep Interactions in Aleph

³Dies stellt einen Unterschied zu anderen V^0 - Kandidaten (z.B. $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $\Lambda \rightarrow p\pi^-$) dar. Da dort das Mutterteilchen eine Masse $\neq 0$ besitzt, erhalten die Tochterteilchen am Zerfallsvertex einen nichtverschwindenden Öffnungswinkel. Damit ergibt sich auch unter Berücksichtigung der Meß- und Rekonstruktionsgenauigkeit, daß sich die Tochterspuren meist überschneiden.

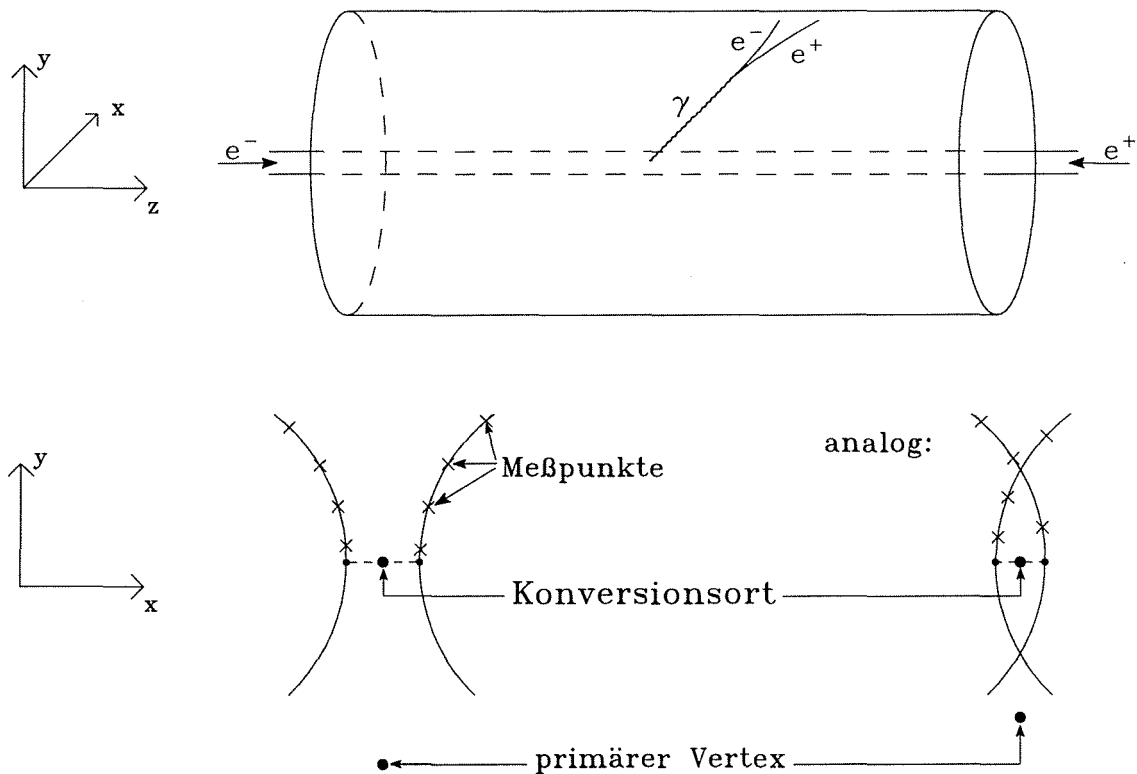


Abbildung 4.1: Skizze zur Rekonstruktion von Photonkonversionen

Im oberen Bild ist eine Photonkonversion im Detektor skizziert. Die unteren Bilder zeigen die beiden möglichen Fälle bei der Projektion des rekonstruierten Ereignisses in die $x - y$ - Ebene (nicht maßstäblich !).

erfolgt die Bestimmung des Konversionsortes nach dem gleichen, oben beschriebenen Konzept.

Für jede Kombination von rekonstruierter positiver und negativer Spur kann die Paarfindungsroutine durchlaufen werden. Es sei ausdrücklich darauf hingewiesen, daß dabei nicht erneut eine Spuranpassung durchgeführt wird, so daß auch keine Fehler der Ausgabeparameter angegeben werden.

Um aus den vielen Kombinationen die Konversionsspuren der Photonen herausfiltern zu können, berechnet die Routine verschiedene Parameter, die bei einer ideal rekonstruierten Paarzeugung bestimmte Werte annehmen. Im folgenden sind die Ausgabeparameter aufgeführt, die für diese Analyse verwendet wurden ⁴:

⁴Neben den angegebenen Parametern gibt es noch vier interessante Werte: sie geben für jede der beiden Spuren an, ob es vor dem berechneten Konversionsort noch Meßpunkte der Spuren gibt und welchen radialen Abstand die innerste Koordinate vom Konversionsort hat. Diese Ausgabeparameter konnten leider nicht genutzt werden, da sie auf der verwendeten Datenverarbeitungsebene (MINI - Daten - Ebene) nicht verfügbar sind. Die Benutzung von DST -, bzw. POT - Daten hätte wesentlich mehr Speicherkapazität und Rechenzeit erfordert. Aber auch ohne Verwendung dieser Größen lassen sich äußerst saubere Photonsignale mit guter Effizienz extrahieren.

- d_{xy} [cm] :

Das ist der Abstand zwischen den beiden Spuren in der $x - y$ - Ebene bei der besten Annäherung an den Konversionsort (siehe Abb. 4.2). Wenn beide Spuren getrennt sind, wird der Abstand positiv gemessen, anderenfalls ist er negativ.

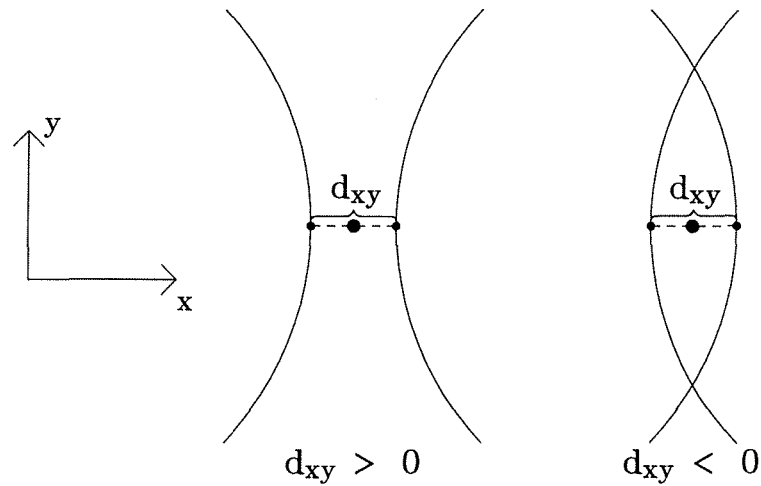


Abbildung 4.2: Der Ausgabeparameter d_{xy}

- d_z [cm] :

Dieser Parameter kennzeichnet den z - Abstand zwischen den beiden Spuren bei der besten Annäherung an den Konversionsort (siehe Abb. 4.3). Er wird immer positiv gemessen.

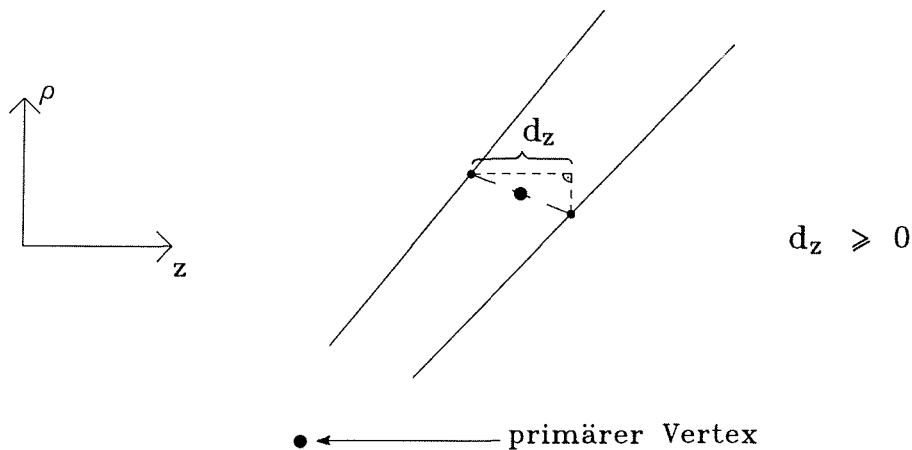


Abbildung 4.3: Der Ausgabeparameter d_z

- **inv. Masse [GeV] :**
Die invariante Masse des Systems der beiden Teilchen am Konversionsort⁵ unter der Annahme, es handle sich um ein Elektron - Positron - Paar (d.h. $m = m_e$).
- **ρ [cm] und z [cm] :**
Der ρ - und der z - Wert des Konversionsortes in Zylinderkoordinaten.
- **\vec{p} [GeV/c] :**
Die Impulssumme der beiden Tochterspuren am Konversionsort. Bei Vernachlässigung des Rückstoßimpulses des Kerns, an dem Paarerzeugung stattgefunden hat, ist dies der Photonimpuls (diese Näherung beschreibt die tatsächliche Situation sehr gut, wie in Abschnitt 2.3 gezeigt wurde).

Darüberhinaus wurde zu Beginn der Analyse auch der Parameter d_θ benutzt, der die Differenz im θ - Winkel zwischen den beiden Spuren angibt. Da dieser Parameter aber auch in die invariante Masse der Spuren eingeht, wurde später darauf verzichtet.

Die anderen Ausgabeparameter der Paarfindungsroutine wurden auch auf die Möglichkeit der Anwendung zur Konversionspaar - Selektion hin untersucht, aber es zeigte sich, daß nur die Größen d_{xy} , d_z und *inv. Masse* gute Schnittmöglichkeiten bieten (siehe Kapitel 5).

⁵Die Impulsrichtung der Tochterspuren am Konversionsort unterscheidet sich von der am primären Vertex.

Kapitel 5

Die Photonselektion

In diesem Kapitel wird beschrieben, welche Daten und Ereignisse für die vorliegende Arbeit verwendet wurden, und wie die Eigenschaften von konvertierten Photonen aus der Vielfalt an gemessenen Informationen extrahiert werden.

5.1 Auswahl der Daten und Ereignisse

Da das ALEPH - Experiment seit 1989 bei verschiedenen LEP - Bedingungen Daten liefert und es verschiedene Arbeitsgruppen gibt (z.B. die QCD -, Electroweak - und Heavy Flavor - Gruppen), die je nach ihrer Zielrichtung nur einen Teil der gemessenen Ereignisse auswerten, ist es wichtig, die verwendeten Daten und Ereignisse genau zu spezifizieren. Dies geschieht in diesem Abschnitt.

5.1.1 Die Datenselektion

Für diese Arbeit wurde die gesamte Statistik des Jahres 1991 verwendet. Dies bedeutet, daß nach der Durchführung der Ereignisselektion (siehe nächsten Unterpunkt) in den Daten 187659 akzeptierte Ereignisse und im MC 674289 akzeptierte Ereignisse verwendet wurden.

Im einzelnen wurde am 7. 1. 1994 die folgende SCANBOOK - Selektion durchgeführt (SCANBOOK bezeichnet ein Datenverwaltungsprogramm, das nach der Eingabe von Selektionskriterien die gewünschten Datenbänder benennt): Es wurden die gemessenen Daten des Jahres 1991, der MINI - Datenverarbeitungsebene (Version 9), von „perfect or maybe perfect runs“¹, der LEP - Energie (91.250 ± 0.100) GeV, der letzten JULIA Reprozessierung verlangt, die auf Magnetbändern abgespeichert waren. Für die MC - Daten lautete die Auswahl: simulierte Daten des Ereignisgenerators HVFL02², der MINI - Datenverarbeitungsebene (Version 9), mit der Detektorgeometrie des Jahres 1991, in der natürlichen Mischung der Quark - Flavors, auf Magnetbändern abgespeichert.

¹d.h. optimale Meßbedingungen oder nur kleine Probleme an den Subdetektoren

²die an ALEPH angepaßte Version des Generators JETSET 7.3 für das Jahr 1991 [16]

5.1.2 Die Ereignisselektion

Die verwendete Standard - Ereignisselektion liefert multihadronische Ereignisse. Im wesentlichen wird verlangt, daß es mindestens 5 gut gemessene Spuren gibt, die vom primären Vertex stammen, daß ein Großteil der Energie im Detektor deponiert wurde und daß die Ereignisachse einen ausreichend großen Winkel zur Strahlachse hat, damit das gesamte Ereignis im Detektor gut vermessen werden kann. Gegenüber der Standardauswahl von $q\bar{q}$ - Ereignissen („class 16“ - Selektion genannt) sind die verwendeten Schnitte etwas schärfer. Man fordert im einzelnen:

- mindestens 5 geladene Spuren, die die folgenden Bedingungen erfüllen:
 $p_t^3 \geq 200 \text{ MeV/c}$
 $|d_0|^4 \leq 2 \text{ cm}$
 $|z_0|^4 \leq 5 \text{ cm}$
mindestens 4 TPC - Koordinaten
 $|\cos(\theta)|^5 \leq 0.9397 \quad (\hat{=} 20^\circ \leq \theta \leq 160^\circ)$
- die geladene Energie (Summe der Energien aller vermessenen geladenen Teilchen unter Verwendung der Pionmasse) muß $\geq 15 \text{ GeV}$ sein
- $|\cos(\theta_{sph})|^6 \leq 0.8192 \quad (\hat{=} 35^\circ \leq \theta_{sph} \leq 145^\circ)$

Nach der Durchführung dieser Ereignisselektion stellt sich die Verteilung der ρ - Koordinate des Konversionsortes mit sehr schwachen Schnitten an die QPAIRF - Parameter ($|d_{xy}| \leq 2 \text{ cm}$, $d_z \leq 2 \text{ cm}$, *inv. Masse* $\leq 30 \text{ MeV/c}^2$) wie folgt dar:

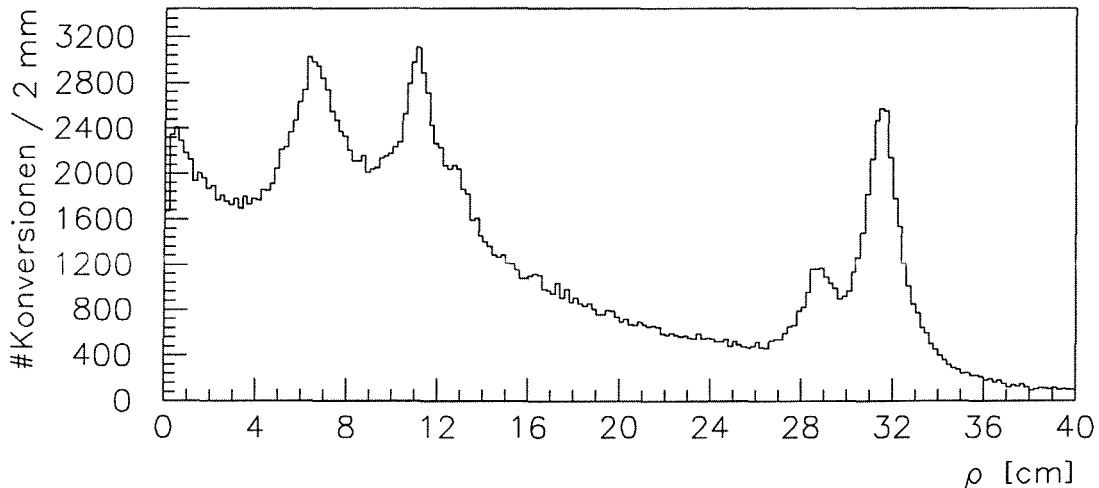


Abbildung 5.1: Radialer Konversionsort der Paar - Kandidaten nach der Ereignisselektion, DATEN - Verteilung

³Transversalimpuls senkrecht zur z - Achse

⁴Die Größen d_0 und z_0 kennzeichnen die ρ - und die z - Koordinate des Punktes, an dem eine rekonstruierte Spur den kürzesten Abstand zur Strahlachse hat.

⁵ θ ist der Winkel gegen die z - Achse unter der die Spur in Detektor verläuft.

⁶ θ_{sph} beschreibt den θ - Winkel der Sphärizitätsachse, der Hauptachse des Sphärizitätstensors.

Man kann die Detektorstruktur schon recht gut erkennen, aber ebenso wird im inneren Bereich ein hoher Untergrundanteil deutlich.

5.2 Die Kandidatenselektion und Untersuchung des Untergrundes

Die Kandidatenselektion soll die Spur eines geladenen Teilchens daraufhin untersuchen, ob sie mit einer gewissen Qualität vermessen worden ist, und ob sie vielleicht von einem Elektron oder Positron stammen kann. Nur für die Spuren, die diesen Test erfolgreich bestehen, wird mit Hilfe der Paarfindungsroutine überprüft, ob sie aus einer Photonkonversion entstanden sein können. Das Ziel dieses Vorgehens liegt darin, den Pionen- und damit auch den kombinatorischen Untergrund zu reduzieren (die meisten Spuren stammen von Pionen). Andererseits soll auch eine gewisse Qualität der betrachteten Spuren gesichert werden.

5.2.1 Die Qualitätsschnitte

Die Qualität der Spurvermessung wird mit folgenden Schnitten gewährleistet:

- $p_t \geq 200 \text{ MeV}/c$
- mindestens 4 Meßpunkte in der TPC
- $|\cos(\theta)| \leq 0.9552$ ($\hat{=}$ Mindestwinkel zur Strahlachse von $\simeq 17^\circ$ ⁷)

Dabei sind die Schnitte zur Sicherung der Spurqualität weder eindeutig noch exklusiv. So impliziert die Forderung nach 4 TPC - Koordinaten zum Beispiel einen Mindestwinkel θ der Spur zur Strahlachse. Auch wäre ein Transversalimpulsschnitt auf 100 MeV/c oder auch auf 300 MeV/c denkbar, ebenso die Forderung nach 5 oder 6 TPC - Koordinaten.

5.2.2 Der dE/dx - Schnitt

Um den Anteil der Spuren von Elektronen und Positronen zu erhöhen, wird der gemessene (bzw. simulierte) Energieverlust der geladenen Teilchen betrachtet. Wie in Abschnitt 3.2 erwähnt, wird diese Größe in der TPC gemessen. Dort stehen in jeder Endkappe dafür ca. 340 Drähte zur Verfügung. Die $\frac{dE}{dx}$ - Information wird nur dann verwendet, wenn davon mindestens 40 Drähte eine brauchbare Messung liefern. Es wird die Größe

$$\chi_e = \left| \frac{\frac{dE}{dx}^{meas.} - \frac{dE}{dx}^{exp.}}{\sigma_{dE/dx}^{th.}} \right|$$

⁷ $\arctan(\frac{31\text{cm}}{100\text{cm}})$ damit die Inhomogenität der ITC - Endplatte bis zur TPC - Innenwand für die Elektron - und Positron - Kandidaten herausgeschnitten wird.

gebildet, wobei die einzelnen Komponenten wie folgt definiert sind:

$\frac{dE}{dx}^{meas.}$: der gemessene (bzw. simulierte) Energieverlust im Detektor

$\frac{dE}{dx}^{exp.}$: der beim gemessenen Impuls erwartete Energieverlust für ein Elektron oder Positron

$\sigma_{dE/dx}^{th.}$: die erwartete Standardabweichung des erwarteten Energieverlustes

Eine Spur wird als Elektron - oder Positron - Kandidat akzeptiert und für die weitere Analyse verwendet, wenn gilt:

- $\chi_e \leq 2.0$.

Sollten weniger als 40 Drähte angesprochen haben, bei der Messung irgendein Fehler aufgetreten oder die Größe χ_e nicht definiert sein ($\sigma = 0$), so wird die betrachtete Spur ebenfalls akzeptiert.

Die beschriebene Vorgehensweise ist für die Verwendung der $\frac{dE}{dx}$ - Information recht üblich: Es wird ein Band der Breite 2σ um den erwarteten Energieverlust von Elektronen und Positronen (Bethe - Bloch - Kurve) herausgeschnitten und weiterhin verwendet.

Nach Durchführung der Kandidatenselektion mit Qualitäts - und Energieverlustschnitten sieht die radiale Verteilung des Konversionsortes unter Verwendung derselben Schnitte an die QPAIRF - Parameter wie in Abb. 5.1 wie folgt aus:

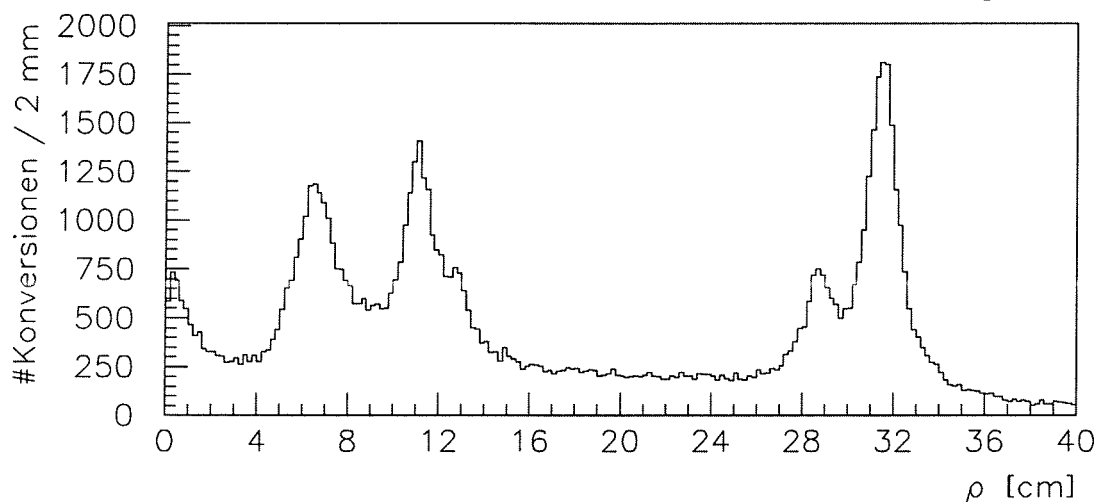


Abbildung 5.2: Radialer Konversionsort der Paar - Kandidaten nach den Qualitäts - und dE/dx - Schnitten, DATEN - Verteilung

Man erkennt, daß der Untergrundanteil im inneren Bereich deutlich zurückgegangen ist, während sich außen in der Form nichts Wesentliches geändert hat. Damit zeigt sich die Bedeutung des $\frac{dE}{dx}$ - Schnittes vor allem für die inneren Konversionskandidaten ($\rho < 20$ cm).

5.2.3 Der Untergrund

Damit der Untergrund stärker reduziert werden kann, muß man seine Zusammensetzung untersuchen. Dazu muß zunächst definiert werden, was als Untergrund verstanden wird:

Alle Kombinationen einer positiven und einer negativen Spur, die nicht die Bezeichnung „from photon“ tragen, bilden den Untergrund. Ein Paar aus positiver und negativer Spur erhält die Bezeichnung „from photon“⁸

1. *wenn die positive Spur von einem Positron **und** die negative Spur von einem Elektron stammt **und** das Mutterteilchen von Elektron und Positron dasselbe Photon ist. (einfache Paarerzeugung)*
2. *oder wenn die positive Spur von einem Positron erzeugt wurde **und** die negative Spur von einem Elektron stammt, dessen Mutterteilchen wiederum ein Elektron ist **und** das Mutterteilchen von Positron und Mutter - Elektron dasselbe Photon ist. (Paarerzeugung mit anschließender Bremsstrahlung des Elektrons)*
3. *oder wenn die negative Spur von einem Elektron erzeugt wurde **und** die positive Spur von einem Positron stammt, dessen Mutterteilchen wiederum ein Positron ist **und** das Mutterteilchen von Elektron und Mutter - Positron dasselbe Photon ist. (Paarerzeugung mit anschließender Bremsstrahlung des Positrons)*

Bevor nun die Zusammensetzung des so definierten Untergrundes angegeben wird, muß noch eine Möglichkeit erläutert werden, mit der es gelingt, den Untergrundanteil zu reduzieren. Der Detektor wird in einen inneren und einen äußeren Bereich eingeteilt. Die Bezeichnung „**innerer Bereich**“ bedeutet, daß die ρ - Koordinate des Konversionsortes größer als 3 cm und kleiner/gleich 20 cm ist. Dabei trägt der innere Schnitt auf 3 cm der Tatsache Rechnung, daß im Strahlrohr ein Vakuum existiert, so daß dort praktisch keine Konversionen möglich sind. Der Wert von 3 cm ist so konservativ festgelegt worden, um die ρ - Verteilung für die Strahlrohrwand und die innere Lage des Vertexdetektors nicht zu beschneiden. Andererseits unterdrückt dieser Schnitt einen Großteil der Dalitz - Zerfälle ($\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$) am primären Vertex. Für die Bezeichnung „**äußerer Bereich**“ wird verlangt, daß ρ größer als 20 cm ist. Diese Aufteilung des Detektors hat sich als nützlich erwiesen, da die Verteilungen der Ausgabeparameter der Paarfindungsroutine, die für die Konversionspaar - Selektion (siehe Abschnitt 5.3) verwendet werden, in beiden Bereichen unterschiedlich sind: Für Spurpaare von wahren

⁸Natürlich kann die Bezeichnung „from photon“ nur in MC vergeben werden, da nur dort die wahren Eigenschaften der Teilchen nachgesehen werden können. Aber wenn das MC die gemessenen Daten generell gut beschreibt, kann man davon ausgehen, daß Ergebnisse aus MC - Untersuchungen auch auf die gemessene Wirklichkeit anwendbar sind.

Konversionen (sie tragen die Bezeichnung „from photon“) aus dem inneren Bereich sind die d_{xy} - und d_z - Verteilungen deutlich stärker bei 0 angehäuft als im äußeren Bereich. Dies liegt daran, daß für Konversionen, die sehr weit innen stattgefunden haben, meist Meßpunkte von ITC und teilweise auch von VDET für die Spurrekonstruktion verwendet werden können. Andererseits sind im inneren Bereich auch lange Ausläufer der Verteilungen sichtbar, die durch Bremsstrahlung der Elektronen und Positronen an der Materie zwischen Konversionsort und Messung in der TPC erklärt werden können⁹. Für die *inv. Masse* - Verteilung ist die Auswirkung des Bremsstrahlungseffektes noch stärker, so daß das Spektrum der invarianten Masse außen etwas schmaler ist als im inneren Bereich.

Bei Verwendung von recht schwachen Schnitten an die Parameter der Paarfindungsroutine (im inneren Bereich: $|d_{xy}| \leq 2$ cm, $d_z \leq 2$ cm, *inv. Masse* ≤ 15 MeV/c², $d_\theta \leq 0.04^\circ$; im äußeren Bereich: $|d_{xy}| \leq 2$ cm, $d_z \leq 1.2$ cm, *inv. Masse* ≤ 12 MeV/c², $d_\theta \leq 0.04^\circ$) setzt sich der verbleibende Untergrund wie folgt zusammen (angegeben sind die Teilchenarten, deren Spuren in Kombination mit einer anderen Spur die bisherigen Schnitte passieren und damit Konversionskandidaten bilden, die aber in Wahrheit zum Untergrund beitragen):

- ~ 53% π^\pm
- ~ 31% e^\pm (davon: ~ 63% direkter kombinatorischer Untergrund
 - ~ 22% kombinatorischer Untergrund nach Bremsstrahlung
 - ~ 11% späte Dalitz - Zerfälle:

$$K_s^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \hookrightarrow \gamma e^+ e^-$$
- ~ 11% K^\pm
- ~ 4% p, \bar{p}
- ~ 1% μ^\pm

Insgesamt stammen also etwa 68% des Untergrundes von hadronischen Spuren. Dieser Anteil kann leicht herausgefiltert werden, indem man verlangt, daß die Teilchen, deren Spuren für die weitere Analyse verwendet werden sollen, im elektromagnetischen Kalorimeter ein Signal hinterlassen haben, das dem eines Elektrons oder Positrons ähnelt. Auf diese Weise werden nicht nur Hadronen unterdrückt, sondern auch der kombinatorische Untergrund reduziert. Dagegen kann man gegen späte Dalitz - Zerfälle fast nicht diskriminieren: Das $e^+ - e^-$ - Paar aus einem solchen Zerfall hat eine sehr ähnliche Signatur wie eine Konversion. Doch diese Zerfälle sind selten im Vergleich zu Photonkonversionen, so daß sich, wie man später sehen wird, eine sehr hohe Reinheit der Photonselektion erreichen läßt.

⁹Hier sei daran erinnert, daß für die Spurqualität nur TPC - Meßpunkte und keine ITC - oder VDET - Punkte verlangt werden. Damit können praktisch nur die Spuren *nach* der möglichen Bremsstrahlung für die Analyse Verwendung finden.

5.2.4 Die ECAL - Schnitte

Zur Reduktion des hadronischen Untergrundes wird überprüft, ob ein geladenes Teilchen im elektromagnetischen Kalorimeter ein brauchbares Signal hinterlassen hat, das dem eines Elektrons oder Positrons ähnlich ist. Dazu wird die Länge und Breite des gemessenen Schauers mit den erwarteten Werten für e^\pm verglichen. Eine Normierung erfolgt dabei auf die erwartete Standardabweichung der Messung. Diese Parameter sind in ALPHA in der 'Elektron - Identifikations - Bank' (EIDT) unter den Namen 'R2' und 'R3' zu finden [15].

Für die Untersuchung der Breite des Schauers wird der R2 - Schätzwert verwendet. Er ist wie folgt definiert [17]:

$$R2 := \frac{X - X^0}{\sigma_X}$$

mit:

$$X := \frac{\sum_{i=1}^3 {}^4E_i}{p}, \text{ wobei: } {}^4E_i = \text{Energiedeposition in den 4 nächsten Zellen zur extrapolierten Spur in der i-ten Lage}^{10}$$

$p = \text{Impuls des Teilchens}$

$X^0 =$ der erwartete X - Wert für ein Elektron oder Positron

$\sigma_X =$ die erwartete Standardabweichung der Größe X für e^\pm

Während X^0 unabhängig vom e^\pm - Impuls ist, ändert sich der Wert von σ_X für verschiedene Impulsbereiche.

Für die Bewertung der longitudinalen Form des Schauers werden in der EIDT - Bank zwei Parameter abgespeichert. In dieser Arbeit wird der R3 - Schätzwert verwendet [17]:

$$R3 := \frac{a - a_0}{\delta a}$$

mit:

$$a := \frac{\langle S^2 \rangle - \langle S \rangle^2}{\langle S \rangle^2}, \text{ wobei } \langle S \rangle \text{ und } \langle S^2 \rangle \text{ das 1. und 2. Moment der Verteilung des Schwerpunktes der Schauertiefe bedeuten. Somit stellt } a \text{ eine normierte Varianz des Schwerpunktes der Schauertiefe dar.}$$

$a_0 =$ der erwartete a - Wert für ein Elektron oder Positron

$\delta a =$ die erwartete Standardabweichung der Größe a für e^\pm

Da sowohl a_0 als auch δa mit der Elektron- oder Positronenergie variieren, sind beide Werte für viele verschiedene Impulsbereiche tabelliert.

¹⁰Von den sich abwechselnden Schichten aus Bleiplatten und Drahtkammern sind die ersten 10 zur 1. Lage, die folgenden 23 zur 2. Lage und die restlichen 12 zur 3. Lage zusammengefaßt. Die Schichten sind in sich wiederum so unterteilt, daß die drei übereinanderliegenden Stapel zum Wechselwirkungspunkt zeigen.

Um einen Eindruck von den verwendeten Parametern zu vermitteln, sind in Abb. 5.3 die Verteilungen von R2 und R3 gegen den Teilchenimpuls aufgetragen:

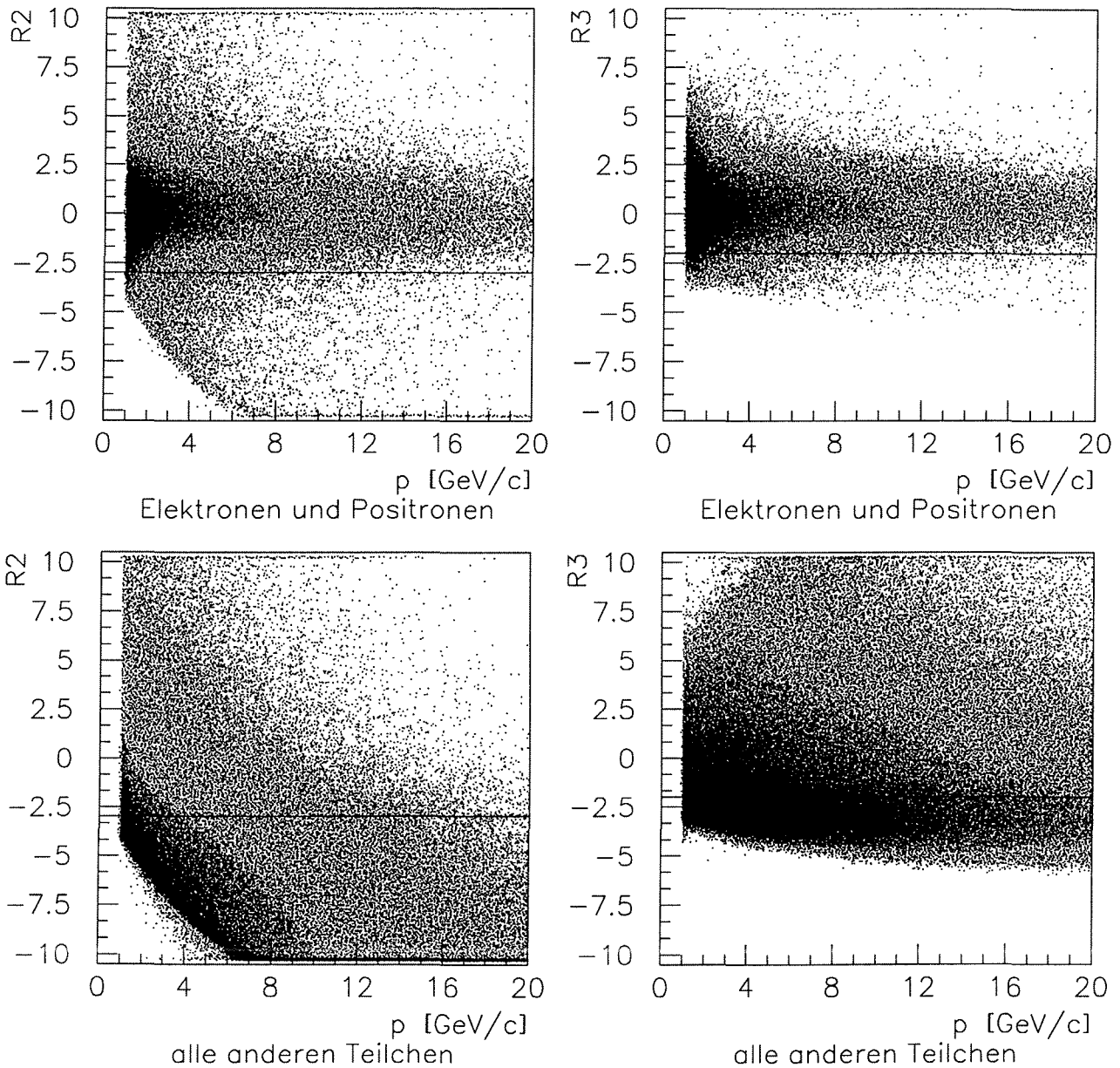


Abbildung 5.3: Verteilungen der Breite und Länge des ECAL - Schauers gegen den Teilchenimpuls für e^\pm und andere Teilchen nach Qualitäts - und dE/dx - Schnitten, MC - Verteilungen

Die linken Bilder stellen die Verteilungen für die Breite und die rechten die für die Länge dar. Aufgetragen ist jeweils in der Vertikalen der R2 - bzw. R3 - Schätzwert und horizontal der Teilchenimpuls in GeV/c. Die oberen Bilder zeigen die Verteilungen für Elektronen und Positronen (Signal), während die unteren Bilder ausschließlich andere Teilchen darstellen (Untergrund). Die Linie in den Bildern kennzeichnet den gewählten Schnitt.

Wie in den vorherigen Bildern angedeutet, werden die Schnitte auf die ECAL - Parameter wie folgt gewählt: Wenn für ein geladenes Teilchen ECAL - Informationen vorhanden sind und der Teilchenimpuls größer als 1 GeV/c ist, so wird verlangt, daß

- $R2 \geq -3.0$ und
- $R3 \geq -2.0$ ist.

Sollte der Impuls des Teilchen kleiner/gleich 1 GeV/c oder keine ECAL - Information verfügbar sein, so wird die Spur ebenfalls akzeptiert.

Diese Wahl der Schnitte läßt sich am besten anhand einer MC - Studie begründen: In Abbildung 5.4 ist der R2 - Schätzwert für alle geladenen Teilchen eingetra-

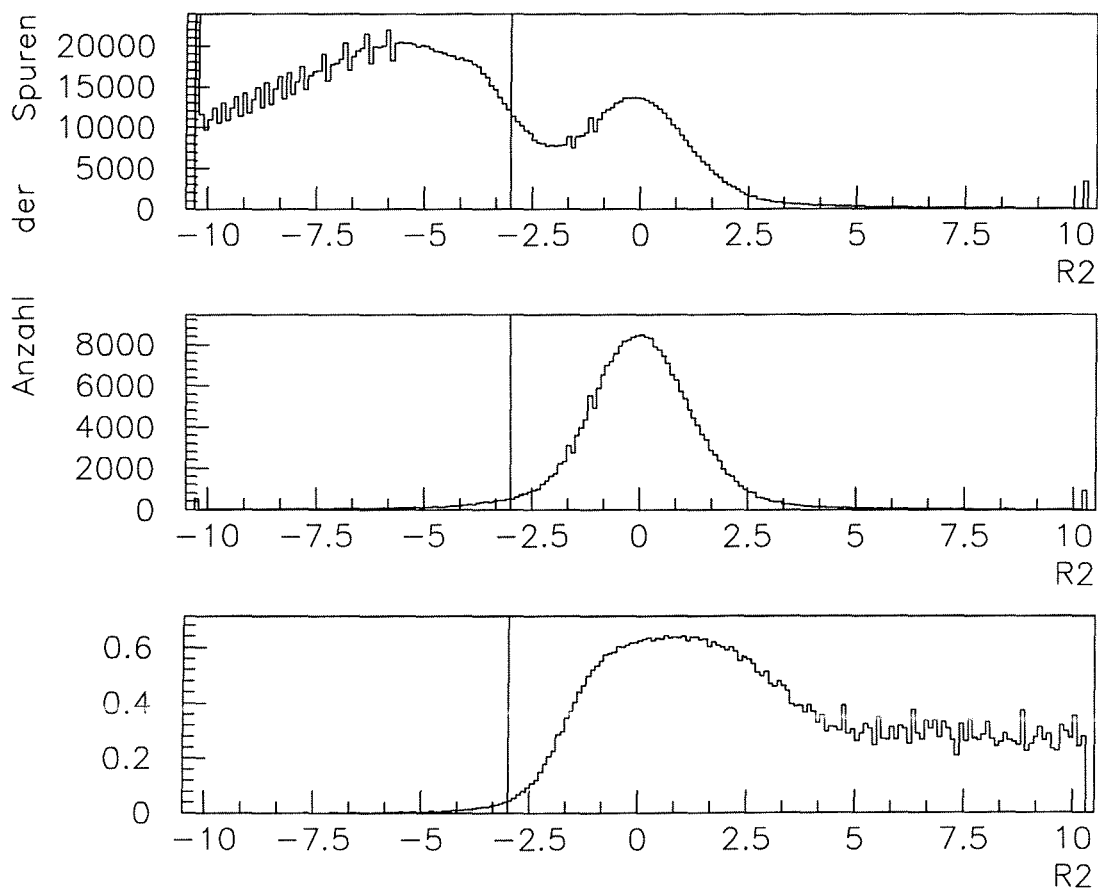


Abbildung 5.4: Verteilungen der Breite des ECAL - Schauers nach Qualitäts - und dE/dx - Schnitten, MC - Verteilungen

- a) oberes Bild: R2 für alle akzeptierten Spuren (Signal + Untergrund)
 b) mittleres Bild: R2 für Spuren von e^\pm , die als Mutter ein Photon haben (Signal)
 c) unteres Bild: das Verhältnis b) zu a), d.h. die Reinheit als Funktion von R2
 Die Linie in den Bildern kennzeichnet den gewählten Schnitt.

gen, deren Impuls größer als 1 GeV/c ist. Das obere Bild zeigt diesen Parameter für alle Spuren, die die Qualitäts - und dE/dx - Schnitte erfolgreich durchlaufen

haben. Für das mittlere Bild werden dieselben Bedingungen gestellt; zusätzlich wird aber noch gefordert, daß die Spur von einem Elektron oder Positron stammt, und daß das Mutterteilchen ein Photon ist. Da Spuren von Photonkonversionen auch diese Eigenschaften besitzen, stellt das mittlere Bild somit das Signal dar, das man aus den vielen geladenen Spuren herausfiltern möchte. Das untere Bild zeigt das Verhältnis aus dem mittleren zu dem oberen Bild. Damit stellt dies den Anteil von Signal - Einträgen (e^\pm - Spur, Mutter ein Photon) an allen Einträgen als Funktion von R2 dar. Es kennzeichnet die bisher erreichte Reinheit der Selektion (nur Qualitäts - und dE/dx - Schnitte). Der Schnitt auf den Breitenparameter des ECAL - Schauers ist nun so festgelegt (bei -3.0), daß die Reinheit in jedem akzeptierten R2 - Intervall nicht zu klein ist (mindestens ca. 6%).

Für die gemessene Länge des Schauers im ECAL ergibt sich die Schnittbedingung analog (siehe Abb. 5.5).

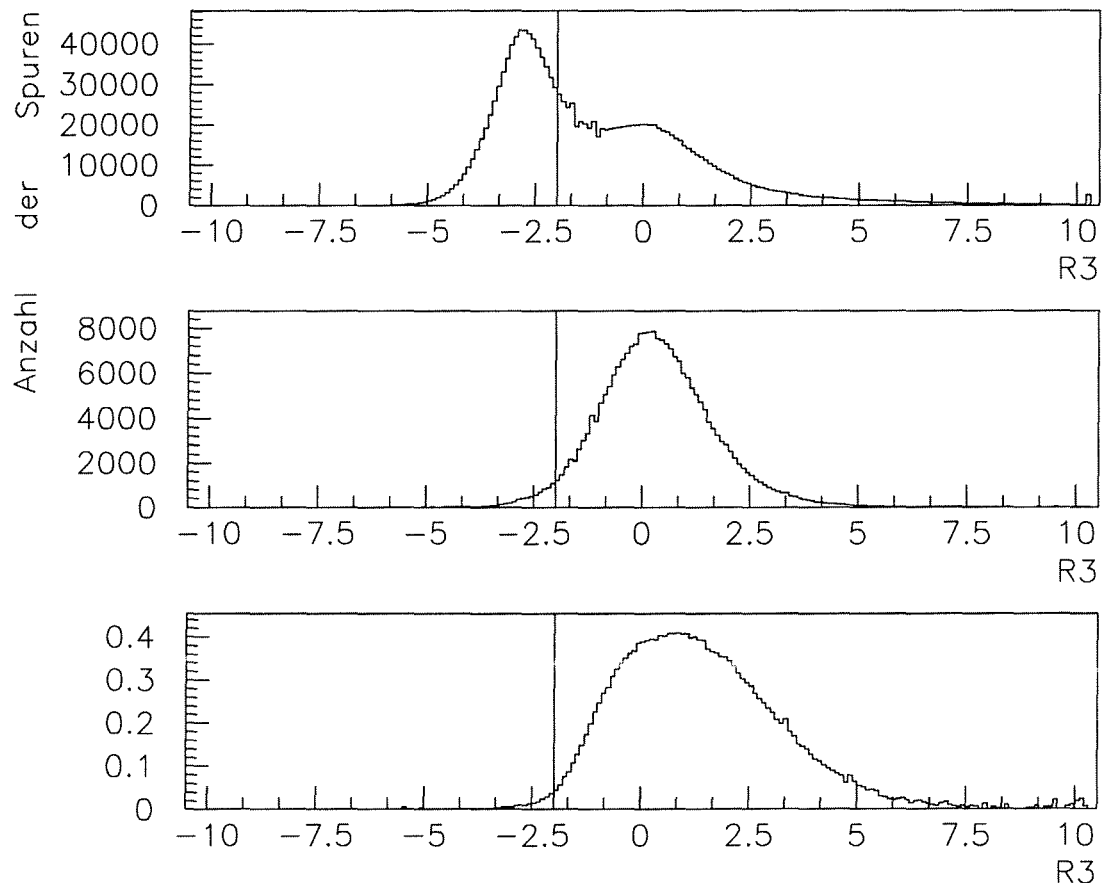


Abbildung 5.5: Verteilungen der Länge des ECAL - Schauers nach Qualitäts - und dE/dx - Schnitten, MC - Verteilungen

- a) oberes Bild: R3 für alle akzeptierten Spuren (Signal + Untergrund)
 - b) mittleres Bild: R3 für Spuren von e^\pm , die als Mutter ein Photon haben (Signal)
 - c) unteres Bild: das Verhältnis b) zu a), d.h. die Reinheit als Funktion von R3
- Die Linie in den Bildern kennzeichnet den gewählten Schnitt.

Beim Vergleich der DATEN - und MC - Verteilungen für die R2 - und R3 -

Schätzwerte kann überprüft werden, ob sich durch die verwendeten Schnitte deutliche Akzeptanzunterschiede abzeichnen (siehe Abb. 5.6). Die Form der Verteilungen ist für beide Fälle recht ähnlich. In der Breitenverteilung ist sogar das Integral über den akzeptierten Bereich in DATEN und MC vergleichbar. Beim

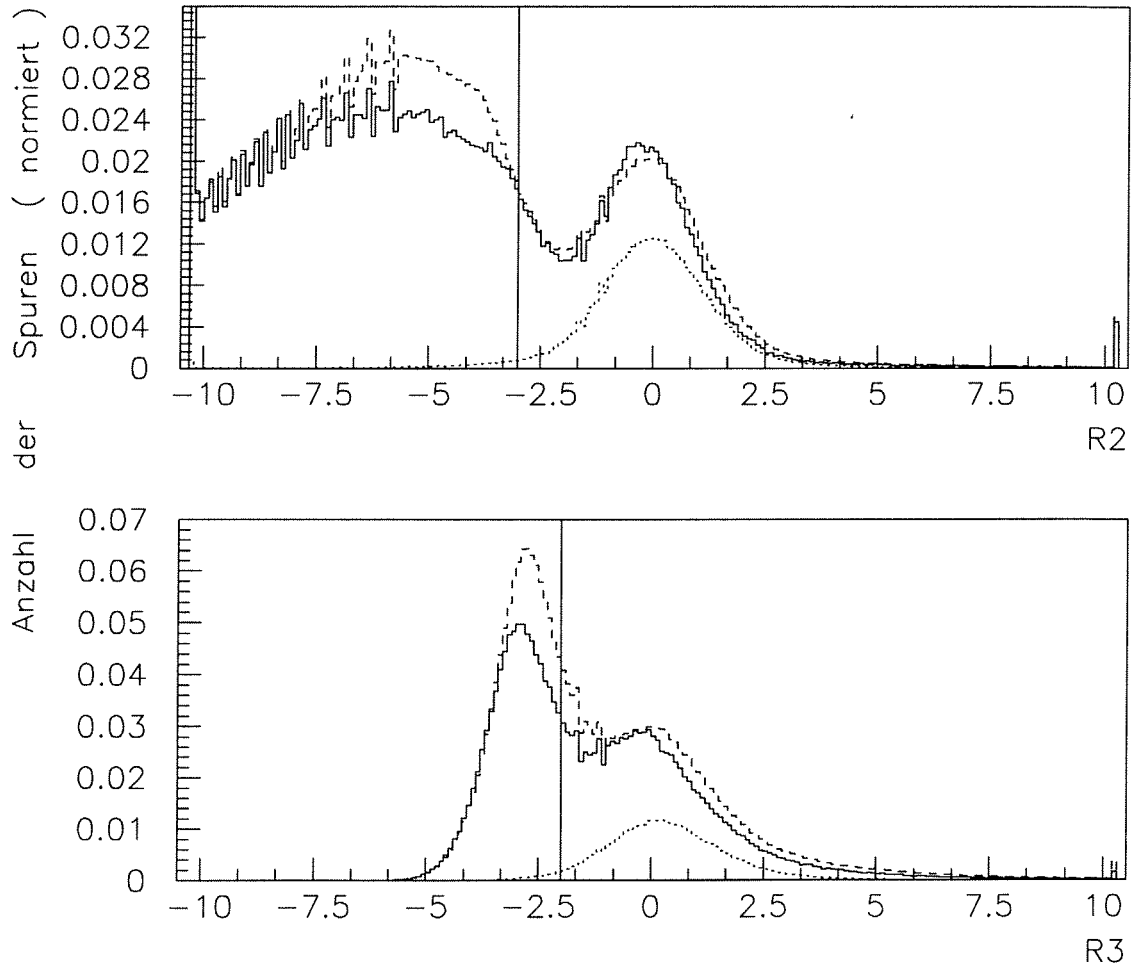


Abbildung 5.6: Vergleich DATEN \leftrightarrow MC für die Breiten- und Längenverteilung des ECAL - Schauers nach Qualitäts - und dE/dx - Schnitten

Das durchgezogene Histogramm stellt die DATEN dar, die gestichelte Linie kennzeichnet das MC und die punktierte Kurve zeigt im MC die Verteilung für die e^\pm , die von einem Photon abstammen. Die Histogramme sind jeweils auf die Anzahl der akzeptierten Ereignisse in DATEN bzw. MC normiert. In dem oberen Bild ist der Breitenparameter und im unteren der Längenparameter des ECAL - Schauers dargestellt. Die senkrechte Linie in beiden Bildern kennzeichnet den jeweils gewählten Schnitt.

R3 - Schätzwert werden etwas mehr simulierte Spuren als tatsächlich gemessene Spuren akzeptiert. Da aber der allergrößte Teil der Differenz zwischen DATEN und MC von den Untergrundspuren herrührt, und diese später durch die Paar - Selektion fast vollständig verworfen werden, können die sichtbaren Akzeptanzunterschiede vernachlässigt werden.

5.2.5 Zusammenfassung der Kandidatenselektion

Der Übersichtlichkeit wegen werden alle Schnitte der Kandidatenselektion noch einmal aufgeführt:

1. Um eine gewisse Qualität der Spurmessung zu sichern wird verlangt:
 - $p_t \geq 200 \text{ MeV}/c$
 - mindestens 4 Meßpunkte in der TPC
 - Mindestwinkel θ von $\simeq 17^\circ$ zur Strahlachse
2. Falls für eine Spur dE/dx - Informationen vorliegen und mindestens 40 Drähte für die dE/dx - Messung angesprochen haben, so muß
 - $\chi_e \leq 2.0$ sein.

Anderenfalls wird kein dE/dx - Schnitt durchgeführt.

3. Wenn für eine Spur ECAL - Informationen vorhanden sind und der Teilchenimpuls größer als $1 \text{ GeV}/c$ ist, so wird auf die Breite und Länge des gemessenen Schauers geschnitten:
 - $R2 \geq -3.0$
 - $R3 \geq -2.0$

Sollte der Impuls des Teilchens kleiner/gleich $1 \text{ GeV}/c$ oder keine ECAL - Information verfügbar sein, so erfolgt kein ECAL - Schnitt.

5.3 Die Paar - Selektion

Während bei der Kandidatenselektion für jede einzelne Spur die Qualität der Messung und die Eigenschaften von Elektronen und Positronen überprüft werden, wird bei der Paar - Selektion ein Spurpaar daraufhin untersucht, ob es die Eigenschaften von Photonkonversionsspuren erfüllt. Es werden alle Kombinationen von positiven mit negativen Spuren, die die Kandidatenselektion passiert haben, gebildet und die Paarfindungsroutine damit durchlaufen. Zunächst werden die Verteilungen der Schnittparameter von QPAIRF ohne weitere Selektion der Spurpaare gezeigt. Dann werden die Schnitte auf d_{xy} , d_z und *inv. Masse* iterativ immer weiter verschärft, so daß man eine möglichst hohe Reinheit bei gleichzeitig möglichst hoher Effizienz der Selektion erreicht.

In den Abbildungen 5.7 und 5.8 sind die Verteilungen der QPAIRF - Parameter d_{xy} , d_z , *inv. Masse* und ρ für alle möglichen Kombinationen von positiven mit negativen Spuren unmittelbar nach der Kandidatenselektion für den gesamten Detektor dargestellt (d.h. keine Unterscheidung zwischen „innerer Bereich“

und „äußerer Bereich“). Analog zu Abb. 5.6 kennzeichnet die durchgezogene Linie jeweils wieder die DATEN, die gestrichelte Linie die MC - Verteilung und die punktierte Kurve zeigt im MC die Verteilung für jene Paare, welche die Bezeichnung „from photon“ tragen (diese Kurve stellt also das zu extrahierende Signal dar). Die Histogramme aus DATEN und MC sind auf die Anzahl der jeweils akzeptierten Ereignisse normiert.

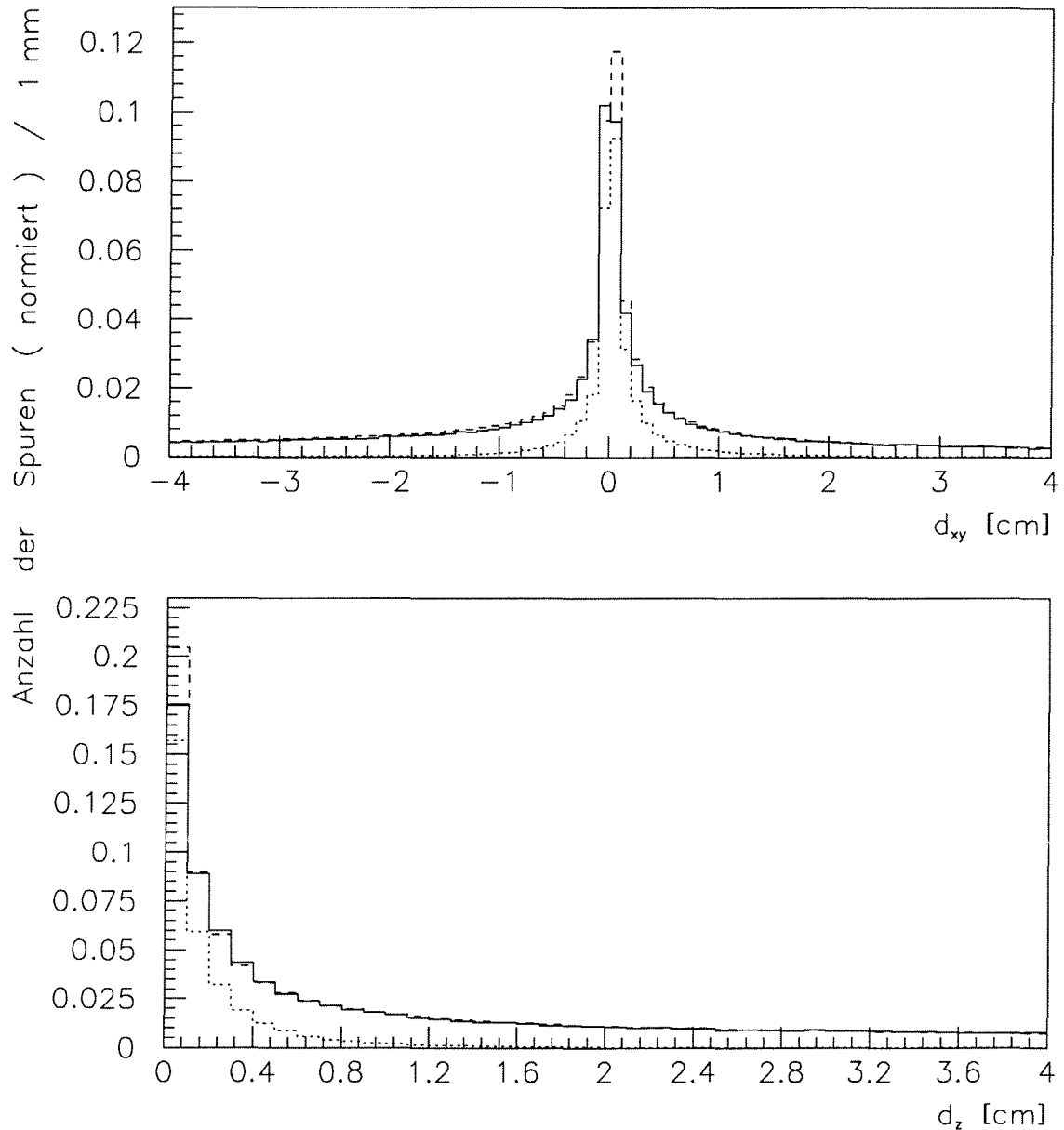


Abbildung 5.7: Vergleich DATEN \leftrightarrow MC für d_{xy} und d_z unmittelbar nach der Kandidatenselektion für den gesamten Detektor, Erläuterungen im Text

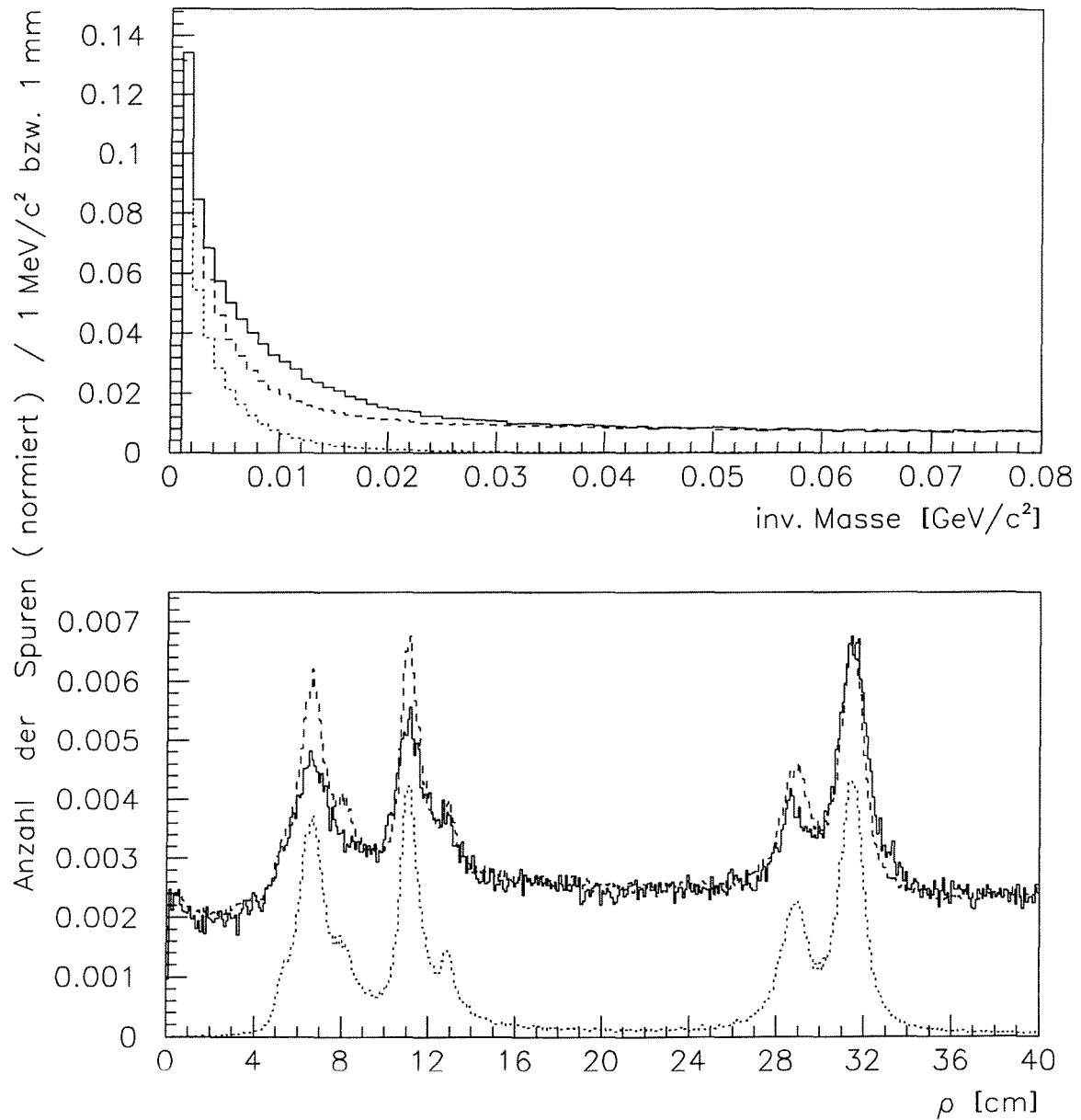


Abbildung 5.8: Vergleich DATEN \leftrightarrow MC für $inv. \text{Masse}$ und ρ unmittelbar nach der Kandidatenselektion für den gesamten Detektor, Erläuterungen im Text

Während zuvor die Schnitte auf d_{xy} , d_z und $inv. \text{Masse}$ nur recht grob abgeschätzt waren, sollen sie jetzt iterativ dahingehend optimiert werden, daß man eine möglichst hohe Reinheit der letztendlich akzeptierten Paare (d.h. Untergrund wegschneiden) bei gleichzeitig möglichst hoher Effizienz der Selektion (d.h. alle Photonkonversionen behalten) erreicht. Dabei hat sich gezeigt, daß eine Unterteilung des Detektors in einen „inneren Bereich“ ($3 \text{ cm} < \rho - \text{Wert des Konversionsortes} \leq 20 \text{ cm}$) und einen „äußeren Bereich“ ($\rho - \text{Wert des Konversionsortes} > 20 \text{ cm}$) sehr hilfreich ist (siehe Erklärung in Abschnitt 5.2.3). Letztendlich werden für beide Bereiche drei verschiedene Schnittklassen (schwache, mittlere und starke

Schnitte) festgelegt und aufeinander abgestimmt. Sie unterscheiden sich durch die Reinheit und Effizienz der Selektion (Tab. 5.1).

	d_{xy} [cm]	d_z [cm]	$inv. Masse$ [GeV/c ²]
<u>schwache Schnitte:</u>			
innerer Bereich	$ d_{xy} \leq 1.6$	$d_z \leq 2.0$	$inv. Masse \leq 0.017$
äußerer Bereich	$ d_{xy} \leq 2.0$	$d_z \leq 1.2$	$inv. Masse \leq 0.016$
<u>mittlere Schnitte:</u>			
innerer Bereich	$ d_{xy} \leq 1.1$	$d_z \leq 1.8$	$inv. Masse \leq 0.015$
äußerer Bereich	$ d_{xy} \leq 1.5$	$d_z \leq 1.1$	$inv. Masse \leq 0.014$
<u>starke Schnitte:</u>			
innerer Bereich	$-0.3 \leq d_{xy} \leq 0.5$	$d_z \leq 1.2$	$inv. Masse \leq 0.011$
äußerer Bereich	$-0.9 \leq d_{xy} \leq 1.1$	$d_z \leq 0.9$	$inv. Masse \leq 0.011$

Tabelle 5.1: Die 3 Schnittklassen für den inneren und den äußeren Detektorbereich

Zur Normierung des inklusiven Photonenspektrums werden die Konversionen verwendet, die in Detektorteilen mit homogener Materiebelegung stattfinden. Daher bieten sich dafür z.B. das Strahlrohr oder das TPC - Gas an. Um die Photonkonversionen in diesen beiden Bereichen ebenfalls mit maximaler Reinheit und Effizienz selektieren zu können, werden die Schnitte auf d_{xy} , d_z und $inv. Masse$ analog zu der vorher beschriebenen Weise optimiert. Wiederum werden die 3 Schnittklassen festgelegt (siehe Tab. 5.2).

	d_{xy} [cm]	d_z [cm]	$inv. Masse$ [GeV/c ²]
<u>schwache Schnitte:</u>			
Strahlrohr	$-2.0 \leq d_{xy} \leq 0.6$	$d_z \leq 2.0$	$inv. Masse \leq 0.016$
TPC - Gas	$ d_{xy} \leq 2.0$	$d_z \leq 1.2$	$inv. Masse \leq 0.014$
<u>mittlere Schnitte:</u>			
Strahlrohr	$-1.0 \leq d_{xy} \leq 0.4$	$d_z \leq 1.5$	$inv. Masse \leq 0.012$
TPC - Gas	$ d_{xy} \leq 1.5$	$d_z \leq 0.9$	$inv. Masse \leq 0.011$
<u>starke Schnitte:</u>			
Strahlrohr	$-0.2 \leq d_{xy} \leq 0.1$	$d_z \leq 0.7$	$inv. Masse \leq 0.008$
TPC - Gas	$-0.9 \leq d_{xy} \leq 1.0$	$d_z \leq 0.7$	$inv. Masse \leq 0.008$

Tabelle 5.2: Die 3 Schnittklassen für die Detektorbereiche¹¹ Strahlrohr und TPC - Gas

¹¹Die genaue Definition dieser Detektorbereiche ist in Kapitel 7 aufgeführt.

Um einen Eindruck von den Paar - Selektions - Schnitten zu vermitteln, sind in Abbildung 5.9 beispielhaft die Verteilungen der Parameter d_{xy} , d_z und *inv. Masse* nach der Anwendung der mittleren Schnitte für Konversionen im TPC - Gas dargestellt. Jede Spalte beschreibt einen Parameter und enthält von oben nach unten (analog zu Abbildung 5.4) die 3 Bilder:

- a) Histogramm für alle akzeptierten Spurpaare (Signal + Untergrund)
- b) Histogramm für alle akzeptierten Spurpaare, die die Bezeichnung „from photon“ tragen (Signal)
- c) das Verhältnis von b) zu a), d.h. die Reinheit der Selektion

Die senkrechten Linien kennzeichnen jeweils die angewendeten Schnitte. Man kann gut erkennen, daß die Reinheit in jedem akzeptierten Bin für mittlere Schnitte mindestens ca. 55 % beträgt.

Die Gesamtreinheit der Selektion (sie ergibt sich aus dem Verhältnis von akzeptierten Paaren, die die Bezeichnung „from photon“ tragen, zu allen akzeptierten Paaren) ist natürlich von den verwendeten Schnitten und dem betrachteten Detektorbereich abhängig. Für mittlere Schnitte ergibt sich beispielsweise die Reinheit im TPC - Gas zu 95.6%, im „inneren Bereich“ zu 90.7%, im „äußeren Bereich“ zu 95.3% und im gesamten Detektor (innerer + äußerer Bereich) zu 92.9%. Es ist leicht verständlich, daß innen die Abtrennung des Untergrundes wegen der größeren Spurdichte deutlich schwieriger ist.

Die Sauberkeit der Selektion und die klare Detektorstruktur werden sichtbar, wenn man sich z.B. für mittlere Schnitte im inneren und äußeren Bereich die Verteilung der ρ - Koordinate des Konversionsortes ansieht (siehe Abb. 5.10). Aus der Anzahl der Einträge erkennt man, daß in 205068 Einträgen nur 14558 Untergrundeinträge enthalten sind (7.1%). Die gekennzeichneten Detektorteile sind von innen nach außen: Strahlrohrwand, innere Lage des VDET¹², äußere Lage des VDET¹², Innenradius der ITC, Außenradius der ITC und Innenradius der TPC¹³.

Die Energieverteilung der Untergrundeinträge wird in Abbildung 5.11 sichtbar. Dort ist die Energie der im MC gemessenen Konversionskandidaten in der Variablen $\xi = \ln(1/x) = \ln(E_{Strahl}/E_\gamma)$ dargestellt. Die durchgezogene Linie beschreibt alle $e^+ - e^-$ - Paare, die mit mittleren Schnitten akzeptiert werden. Das gestrichelte Histogramm kennzeichnet die Verteilung für jene akzeptierten e^\pm - Paare, die die Bezeichnung „from photon“ tragen. In dem oberen Bild ist die Energieverteilung für den „inneren“ Detektorbereich dargestellt, und das untere Bild zeigt den „äußeren Bereich“. Die Differenz zwischen der durchgezogenen und

¹²Da die VDET - Lagen nicht aus konzentrischen Kreisen bestehen, ist die Verteilung der Konversionsorte dort recht breit. Dieser Effekt wird noch dadurch wesentlich verstärkt, daß sich Teile der Ausleseelektronik auf den Siliziumplättchen befinden.

¹³Die größte Materialbelegung der TPC - Innenwand liegt bei einem etwas größeren Radius als dem Innenradius dieses Detektorteils. Dadurch erklärt sich der Anstieg der Konversionshäufigkeit rechts vom Innenradius der TPC.

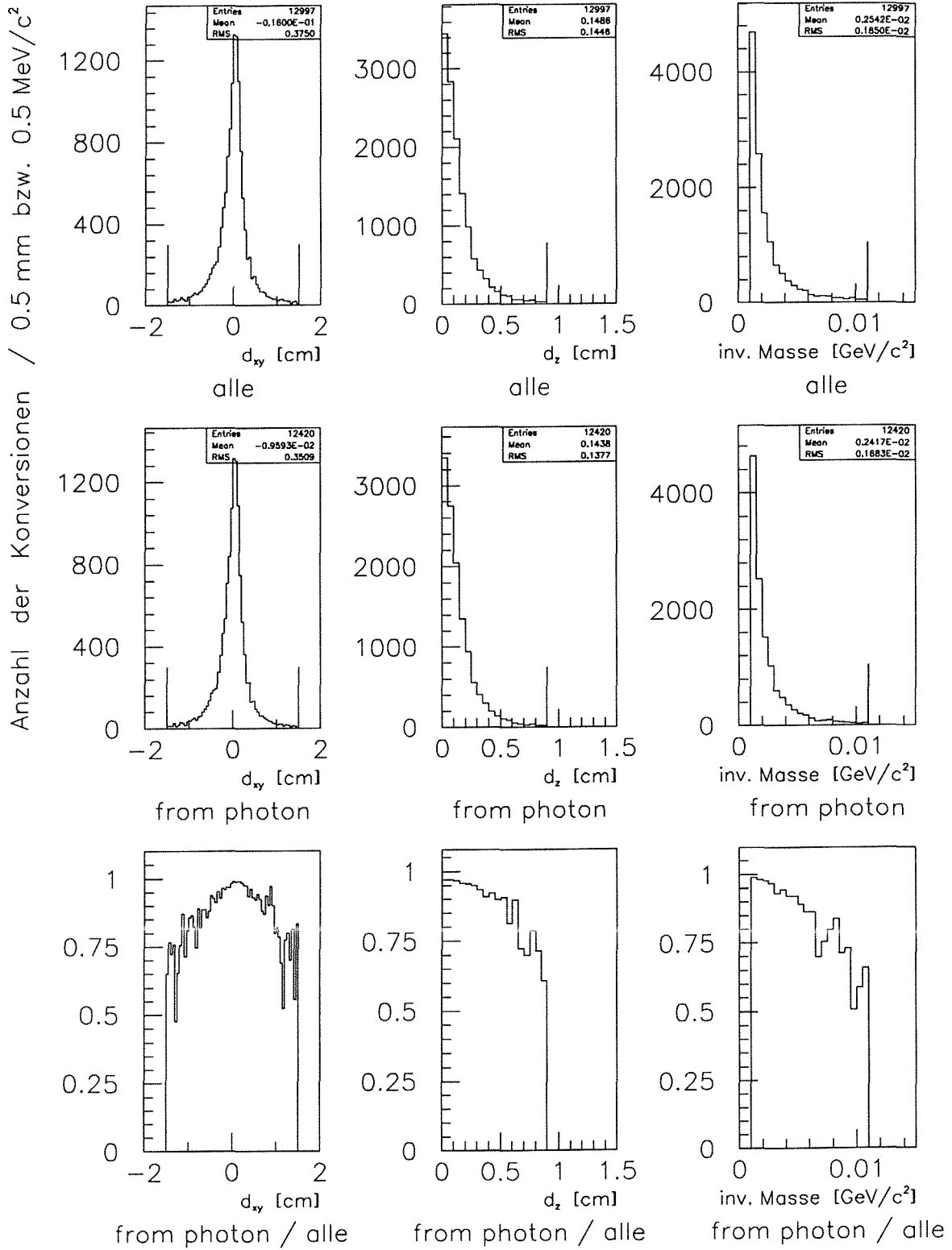


Abbildung 5.9: Verteilungen von d_{xy} , d_z und $inv. Masse$ für Photonkonversionen im TPC - Gas nach Anwendung von mittleren Schnitten, MC - Verteilungen, Erläuterungen im Text

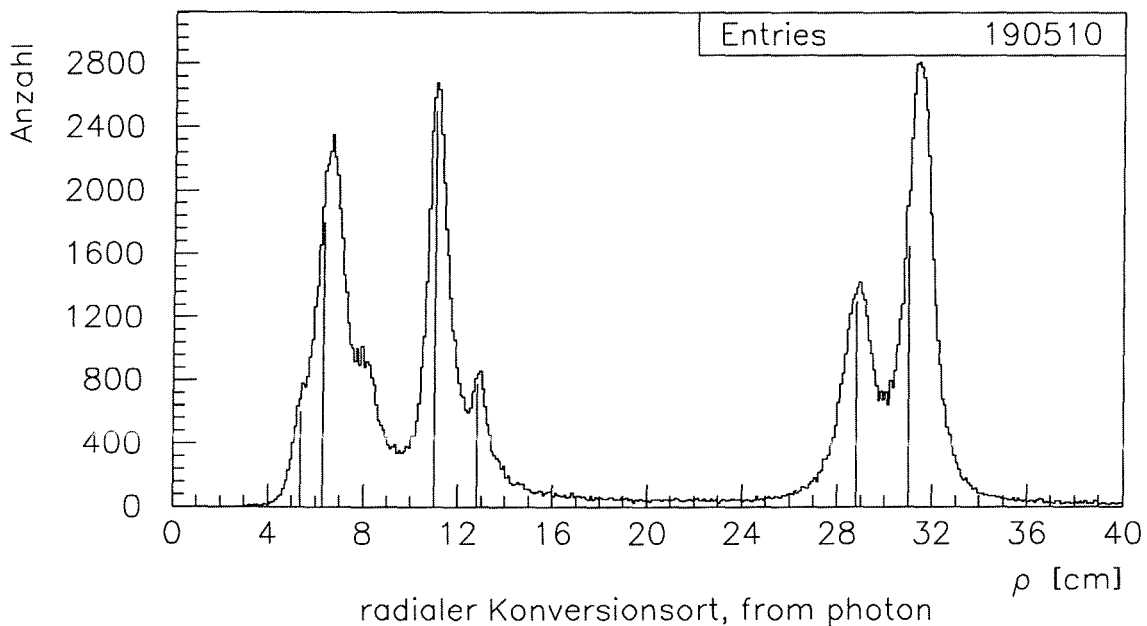
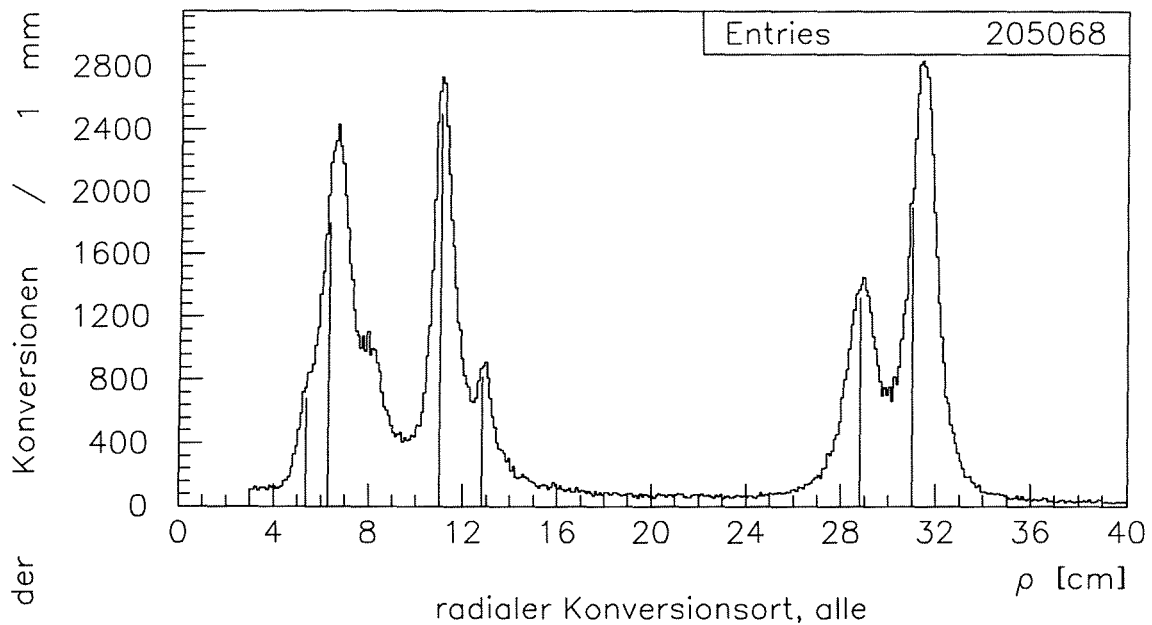


Abbildung 5.10: Radialer Konversionsort der Paar - Kandidaten nach mittleren Schnitten im „inneren“ und „äußeren Bereich“, MC - Verteilungen
Das obere Bild zeigt das Histogramm für alle akzeptierten Paare im MC (Signal + Untergrund) und das untere Bild stellt die Verteilung für akzeptierte Paare dar, die die Bezeichnung „from photon“ tragen (nur Signal). Der ausgegebene Zahlenwert gibt die Anzahl der Einträge im jeweiligen Histogramm an. Die senkrechten Linien kennzeichnen in etwa die Lage der verschiedenen Detektorteile (Erläuterungen im Text).

der gestrichelten Linie entspricht den Untergrundeinträgen. Es ist gut zu erkennen, daß der Untergrundanteil in jedem der beiden Bereiche über alle Energieintervalle recht gleichmäßig verteilt ist. Damit ergibt sich für keinen Energiebereich ein besonderes Untergrundproblem. Dieser Erfolg liegt darin begründet, daß die Kalorimeterschnitte vorwiegend im höherenergetischen und die QPAIRF - Schnitte vor allem im niederenergetischen Bereich für eine hohe Reinheit sorgen. Daß die Reduktion des Untergrundes im „inneren Bereich“ schwieriger ist als außen, wird ebenfalls sichtbar.

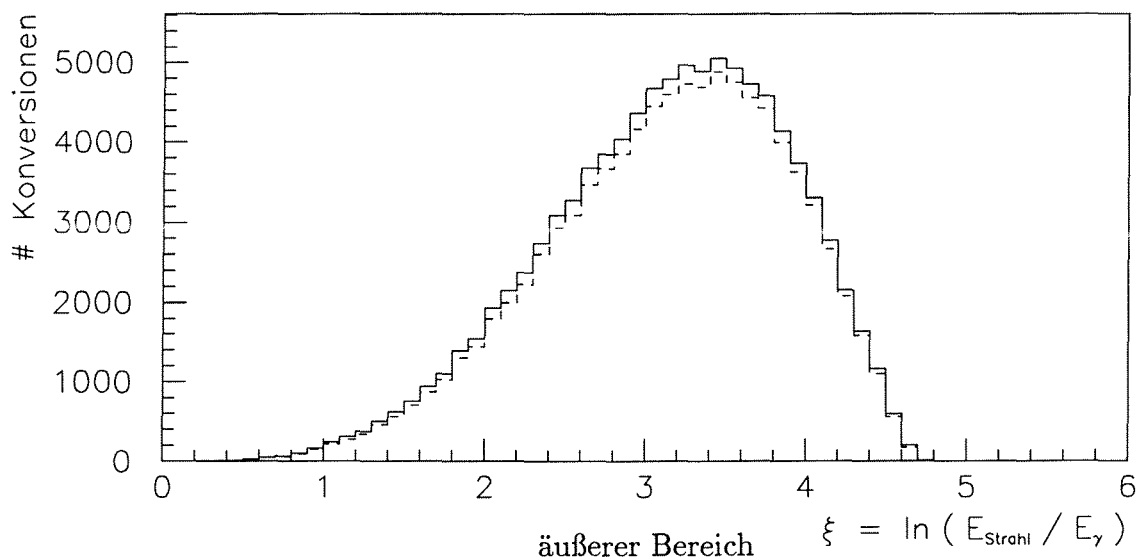
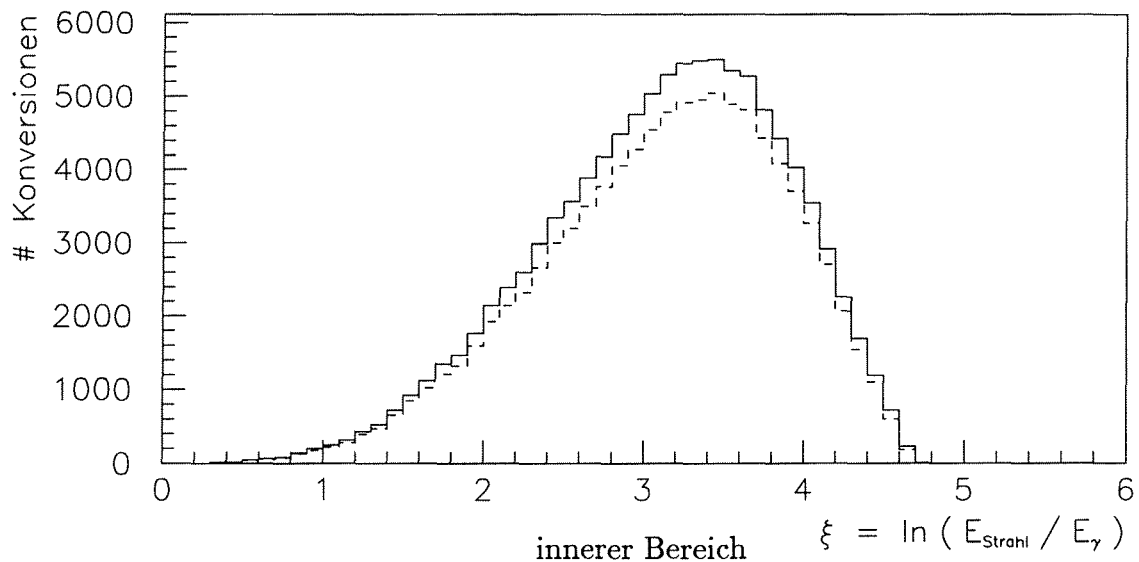


Abbildung 5.11: Energieverteilung der gemessenen Konversionskandidaten nach mittleren Schnitten im „inneren“ und „äußeren Bereich“, MC - Verteilungen, Erläuterungen im Text

Kapitel 6

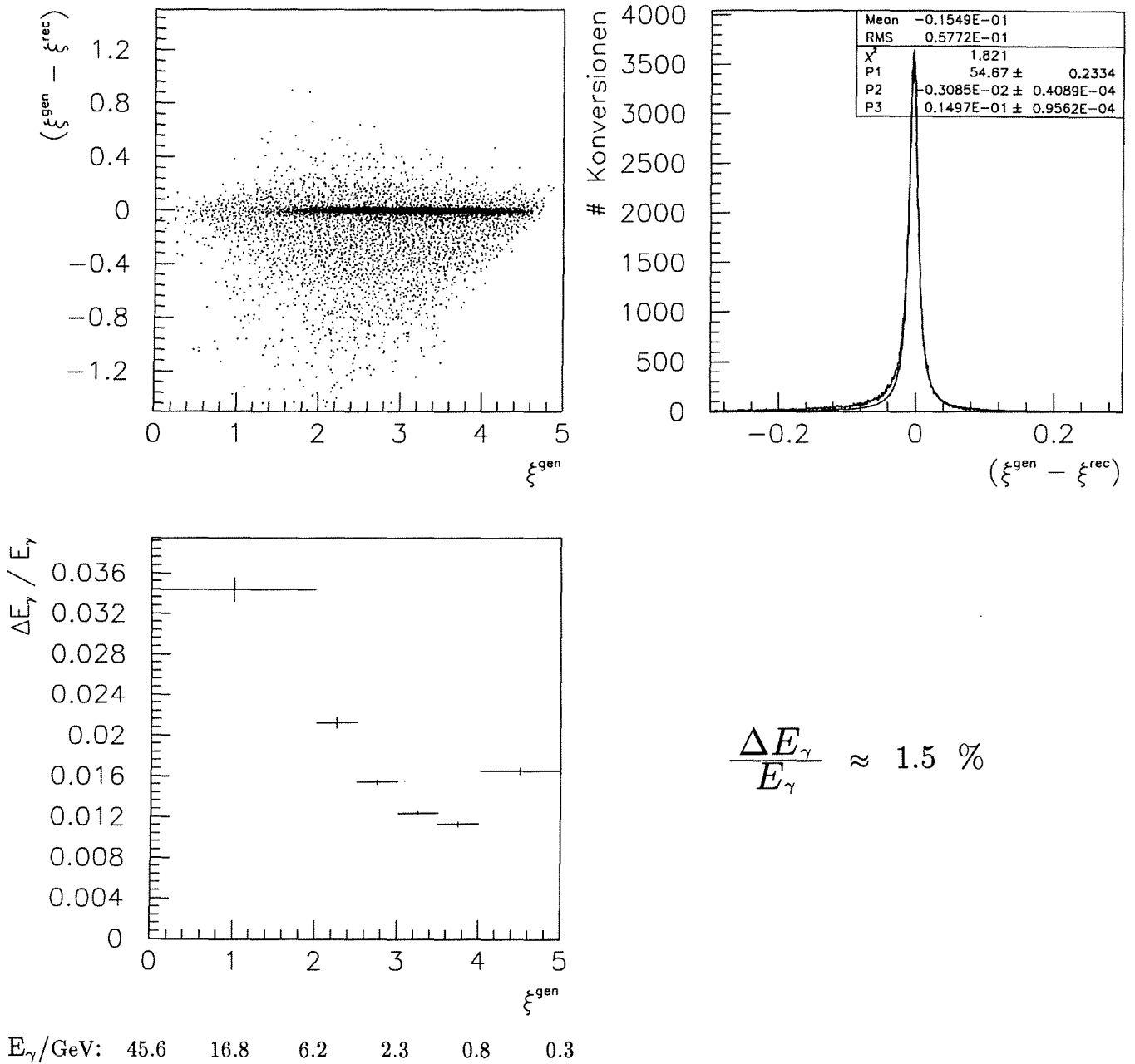
Energieauflösung und Entfaltung des gemessenen Spektrums

In diesem Kapitel soll untersucht werden, mit welcher Genauigkeit die Energie eines Photons mit Hilfe der Konversionsmethode vermessen werden kann. Außerdem wird definiert und beschrieben, wie das gemessene inklusive Photonenspektrum unter Verwendung der Nachweiseffizienz entfaltet wird.

6.1 Energieauflösung

Die Energieauflösung für einzelne Photonkonversionen im Detektor wird mit einer MC - Studie bestimmt: Für Spurpaare, die die Bezeichnung „from photon“ tragen und mit mittleren Schnitten akzeptiert werden, wird untersucht, wie groß die Differenz zwischen der generierten Energie des konvertierten Photons und der rekonstruierten Energie, die mit Hilfe der Paarfindungsroutine gemessen wurde, ist. Diese Analyse findet wieder, wie im niederenergetischen Bereich üblich (dort liegt der überwiegende Anteil der erzeugten Photonen, siehe Abb. 2.2), unter Verwendung der Variablen $\xi = \ln(1/x)$ mit $x = E_\gamma/E_{Strahl}$ statt. ξ^{gen} beschreibt die generierte und ξ^{rec} die rekonstruierte Energie. In Abbildung 6.1 ist im linken oberen Bild die Differenz ($\xi^{gen} - \xi^{rec}$) gegen ξ^{gen} für Photonkonversionen im „äußeren“ Detektorbereich dargestellt. Schon in diesem Bild kann man erkennen, was bei der Projektion auf die vertikale Achse (rechtes oberes Bild in Abb. 6.1) noch deutlicher wird: Die genannte Differenz ist zwar bevorzugt gleich 0, aber im Mittel eher etwas negativ. Dies bedeutet, daß die mittlere rekonstruierte Photonenergie in der Tendenz etwas kleiner als die jeweils generierte Energie ist. Das läßt sich sehr einfach durch den Energieverlust (Bremsstrahlung, Vielfachstreuung, Ionisation und Anregung) der erzeugten $e^+ - e^-$ - Paare erklären. Für Konversionen im „inneren“ Detektorbereich ist dieser Effekt noch deutlicher.

Um ein Maß für die Schwankungsbreite der rekonstruierten Energie um die zugehörige generierte Energie zu erhalten, könnte man beispielsweise die Standardabweichung (RMS) der ($\xi^{gen} - \xi^{rec}$) - Verteilung verwenden. Unter Benutzung



$$\frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} \approx 1.5 \%$$

Abbildung 6.1: Energieauflösung der Konversionsmethode für den „äußeren“ Detektorbereich, MC - Verteilungen

Im linken oberen Bild ist die Differenz zwischen generierter und dazu rekonstruierter Energie eines Photons (vertikale Achse) gegen die generierte Photonenergie (horizontale Achse) in der Variablen ξ dargestellt. Das rechte obere Bild zeigt die Projektion dieses „scatter - plots“ auf die $(\xi^{gen} - \xi^{rec})$ - Achse; zusätzlich ist auch die Breit - Wigner - Kurve einer Anpassung an diese Verteilung (Fitbereich: -0.015 bis $+0.05$) eingezeichnet. Im linken unteren Bild ist die relative Energieauflösung für die verschiedenen Intervalle von ξ^{gen} dargestellt. Im Mittel über alle ξ^{gen} ergibt sich eine relative Energieauflösung von $\approx 1.5 \%$. Nähere Erläuterungen im Text

aller Konversionen im gesamten Detektor hat das RMS den Wert 0.068. Wenn man aber aus dieser Ereignismenge die Konversionen mit einfacher Bremsstrahlung¹ verwirft, die nur ca. 11 % aller Einträge ausmachen aber teilweise hohen Energieverlust der e^\pm kennzeichnen, erhält man ein RMS von 0.032. Dies verdeutlicht, daß diese Größe sehr empfindlich von einigen wenigen Einträgen weit weg vom Mittelwert abhängt. Der absolut dominante Anteil aller Konversionsphotonen liegt in der $(\xi^{gen} - \xi^{rec})$ - Verteilung aber in einem scharfen Maximum um Null.

Um ein *repräsentatives* Maß für die Schwankungsbreite der rekonstruierten Energie um die generierte Energie zu erhalten, wird daher die volle Breite in halber Höhe (FWHM = Full Width at Half Maximum) verwendet. Diese wird aus der Anpassung einer Breit - Wigner - Kurve ($P1 \cdot \frac{P3}{4(x - P2)^2 + (P3)^2}$, P3 gleich FWHM) an den Peak der $(\xi^{gen} - \xi^{rec})$ - Verteilung bestimmt. Der linke Rand des Fitbereichs (-0.015 bis +0.05) ist bei knapp 1/3 der Höhe des Histogramms festgelegt worden, da die Energieverlusteffekte das Spektrum unsymmetrisch machen und die symmetrische Breit - Wigner - Verteilung bei einer Ausdehnung des Anpassungsbereichs nach links den größten Teil des Peaks nicht mehr so gut beschreiben kann. Im rechten oberen Bild der Abbildung 6.1, die die Situation für den „äußeren“ Detektorbereich darstellt, ist die angepaßte Kurve und ihre Fortsetzung in der gesamten Differenzverteilung eingetragen. Die Anpassung ist recht gut ($\chi^2/ndf = 1.821$) und auch in den übrigen Bereichen (bis auf den Strahlungsschwanz links) ist die Übereinstimmung befriedigend. Aus dem Parameter P3 ergibt sich FWHM zu 0.0150 ± 0.0001 .

Nun stellt sich natürlich die Frage, wie das FWHM aus der Anpassung an die $(\xi^{gen} - \xi^{rec})$ - Verteilung, das man als Variation ($\Delta\xi$) der Größe ξ um den Sollwert verstehen kann, mit der Energieauflösung (ΔE_γ) zusammenhängt. Diese Frage läßt sich durch eine einfache Parametertransformation beantworten:

$$\Delta E_\gamma = \left| \frac{\partial E_\gamma}{\partial \xi} \right| \cdot \Delta \xi$$

Unter Verwendung von $\xi = \ln(1/x) = \ln(E_{Strahl}/E_\gamma)$ erhält man

$$\Delta \xi = \frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma}$$

Damit gibt das FWHM aus der Anpassung direkt die relative Energieauflösung an.

Um die Abhängigkeit der Energieauflösung von der generierten Photonenergie zu untersuchen, wird für verschiedene ξ^{gen} - Bereiche die Verteilung $(\xi^{gen} - \xi^{rec})$ gebildet und mit einer Breit - Wigner - Kurve angepaßt. Dabei sind die ξ^{gen} - Intervalle so gewählt, daß die Statistik in jedem Bin etwa vergleichbar ist: $\xi^{gen} \leq 2.0$, $2.0 < \xi^{gen} \leq 2.5$, $2.5 < \xi^{gen} \leq 3.0$, $3.0 < \xi^{gen} \leq 3.5$, $3.5 < \xi^{gen} \leq 4.0$, $\xi^{gen} > 4.0$.

¹Dies bezieht sich auf die Punkte 2. und 3. der Definition der Bezeichnung „from photon“ (Abschnitt 5.2.3): Paarerzeugung mit anschließender Bremsstrahlung des Elektrons oder des Positrons.

Die relative Energieauflösung in jedem dieser Intervalle mit dem zugehörigen Fehler aus der Anpassung² ist im linken unteren Bild der Abbildung 6.1 für den „äußeren“ Detektorbereich dargestellt. Bei Mittelung über alle ξ^{gen} - Bins (gewichtet mit der jeweils vorhandenen Statistik) ergibt sich im „äußeren Bereich“ eine relative Energieauflösung von $\approx 1.5 \%$.

Bei Durchführung des gleichen Verfahrens für den „inneren“ Detektorbereich ergibt sich eine noch bessere Energieauflösung, da hier für die Rekonstruktion der e^\pm - Spuren zusätzlich Meßpunkte der ITC und teilweise auch vom VDET vorhanden sind (relative Energieauflösung in einzelnen Intervallen bis zu 0.5%). Andererseits ist in diesem Bereich aber auch die Auswirkung der Energieverlusteffekte deutlich größer.

In jedem Fall ist aber die Energieauflösung der Konversionsmethode sehr viel besser als bei der Messung der Photonen im Kalorimeter (ECAL: $\sigma_E/E = 1\% \oplus 18\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$).

Diese hier beschriebene Untersuchung wurde zwar unter Verwendung von mittleren Schnitten durchgeführt, da aber zusätzlich gefordert wurde, daß die betrachteten Paare die Bezeichnung „from photon“ tragen und der Anteil dieser Paare in jeder Schnittklasse dominant ist, sind die vorgestellten Ergebnisse zur Energieauflösung unabhängig von den verwendeten Schnitten.

6.2 Nachweiseffizienz

Die Nachweiseffizienz, mit der ein Photon über die Konversionsmethode im Detektor nachgewiesen werden kann, ist wie folgt definiert:

$$\left. \varepsilon_{MC}^{sig} \right|_{\text{pro Energie - Bin}} = \frac{\left. \frac{N_{MC}^{accepted\ pairs\ (from\ photon)}}{N_{MC}^{generated\ photons}} \right|_{\text{pro Energie - Bin}}}{\left. \frac{N_{evt, MC}^{acc.\ events}}{N_{evt, MC}^{gen.\ events}} \right|_{\text{pro Energie - Bin}}}$$

Dabei bedeutet (Definition in jedem Energieintervall):

$N_{MC}^{accepted\ pairs\ (from\ photon)}$: Anzahl der Paare, die im MC mit vollständiger Detektorsimulation bei den jeweiligen Schnitten akzeptiert werden und die Bezeichnung „from photon“ tragen,

$N_{evt, MC}^{acc.\ events}$: Anzahl der MC - Ereignisse mit vollständiger Detektorsimulation, die die Ereigniselektion erfolgreich durchlaufen haben,

$N_{MC}^{generated\ photons}$: Anzahl der Photonen, die mit dem Ereignisgenerator HVFL02 generiert werden,

²Die Fehler aus der Anpassung sind mit dem Faktor $\sqrt{\chi^2/ndf}$ skaliert worden (konservative Abschätzung). Der Fitbereich ist wieder derselbe wie zuvor.

$N_{evt, MC}^{gen. events}$: Anzahl der mit dem Ereignisgenerator HVFL02 generierten Ereignisse.

Damit beschreibt \mathcal{E}_{MC}^{sig} den Anteil der Photonen, die im MC über den Paarerzeugungseffekt in ein $e^+ - e^-$ - Paar konvertieren, welches mit den jeweils angewendeten Schnitten als Paar akzeptiert wird und die Bezeichnung „from photon“ trägt, verglichen mit der Zahl aller Photonen, die ursprünglich generiert wurden.

Diese Definition berücksichtigt also nicht nur die Paarerzeugungswahrscheinlichkeit, sondern auch das Ansprechvermögen des Detektors und die Eigenschaften des Spurrekonstruktionsprogramms.

Der Index „sig“ kennzeichnet, daß Untergrundeinflüsse in dieser Definition keine Auswirkungen haben und man daher von einer ‘Signaleffizienz’ sprechen kann.

Die so definierte Effizienz wird nur aus dem MC bestimmt. Um die tatsächliche Nachweiseffizienz des Detektors zu erhalten, muß daran ein Korrekturfaktor angebracht werden, der sich aus der Normierung des entfaltenen inklusiven Photonenspektrums ergibt. Daher werden die Werte und die Energieabhängigkeiten der korrigierten Nachweiseffizienzen für den „inneren“ und „äußeren“ Bereich und den Gesamtdetektor erst in Kapitel 8 angegeben.

6.3 Entfaltung des gemessenen Spektrums

Um die Ergebnisse von verschiedenen Experimenten (z.B. ALEPH, DELPHI, OPAL und L3) vergleichen zu können, muß das Endergebnis unabhängig vom jeweiligen Detektor sein. Für die vorliegende Arbeit bedeutet dies, daß das gemessene inklusive Photonenspektrum mit der Nachweiseffizienz des Detektors entfaltet wird. Dabei ist zu beachten, daß \mathcal{E}_{MC}^{sig} eine ‘Signaleffizienz’ darstellt und daher von dem in den DATEN gemessenen Spektrum zunächst der Untergrund, der aus dem MC bekannt ist, abgezogen werden muß. Das entfaltete inklusive Photonenspektrum ergibt sich aus folgender Definition:

$$N_{DA}^{unfolded} / event \Bigg|_{\text{pro Energie - Bin}} = \frac{N_{DA}^{accepted pairs (all)} / N_{evt, DA}^{acc. events} - N_{MC}^{back} / N_{evt, MC}^{acc. events}}{\mathcal{E}_{MC}^{sig}} \Bigg|_{\text{pro Energie - Bin}}$$

Dabei bedeutet (Definition in jedem Energieintervall):

$N_{DA}^{accepted\ pairs\ (all)}$: Anzahl der Paare, die in den DATEN mit den jeweiligen Schnitten akzeptiert werden,

$N_{evt, DA}^{acc.\ events}$: Anzahl der DATEN - Ereignisse, die die Ereignisselektion erfolgreich durchlaufen haben,

N_{MC}^{back} : Anzahl der Paare, die im MC mit vollständiger Detektorsimulation bei den jeweiligen Schnitten akzeptiert werden aber nicht die Bezeichnung „from photon“ tragen (Untergrund),

$N_{evt, MC}^{acc.\ events}$: Anzahl der MC - Ereignisse mit vollständiger Detektorsimulation, die die Ereignisselektion erfolgreich durchlaufen haben,

\mathcal{E}_{MC}^{sig} : Nachweiseffizienz (siehe Abschnitt 6.2).

Damit gibt $N_{DA}^{unfolded} / event$ in jedem Energieintervall die Anzahl der Photonen pro Ereignis an, die man mae, wenn im Detektor alle Photonen nachgewiesen würden. Um den Einfluß der Größe des Intervalls auf das Ergebnis aufzuheben, muß noch durch die gewählte Breite des Energie - Bins dividiert werden.

Die oben definierte Entfaltung ist an zwei Stellen problematisch: Man bekommt nur dann das richtig entfaltete inklusive Photonenspektrum heraus, wenn man davon ausgehen kann, daß der Untergrund aus dem MC mit dem tatsächlichen Untergrund vergleichbar ist und die Effizienz, die im MC bestimmt wird, mit der tatsächlichen Nachweiseffizienz des Detektors übereinstimmt.

Das erste ist kein wirkliches Problem, da die gesamte Selektion eine sehr hohe Reinheit liefert und damit der Einfluß des Untergrundes gering ist.

Dagegen ist die Nachweiseffizienz (Größenordnung 4 % für den gesamten Detektor) ein bedeutender Faktor. Wenn man sich die Konversionshäufigkeit in Abhängigkeit vom radialen Konversionsort im Vergleich zwischen DATEN und MC ansieht (siehe Abb. 6.2), so kann man deutliche Unterschiede feststellen: Im „äußeren Bereich“ ergibt das Integral über die DATEN - und die MC - Verteilung etwa den gleichen Wert. Während die Konversionshäufigkeit in der Außenwand der ITC im MC wesentlich größer ist als in den DATEN, zeigt sich das Signal für die TPC - Innenwand im MC deutlich schmalere. Dagegen ist im „inneren Bereich“ die Anzahl der akzeptierten Paare im MC viel größer als in den DATEN.

Diese Differenzen können entweder aus der unterschiedlichen Produktionsrate von Photonen in DATEN und MC herrühren oder mit der unterschiedlichen Materialbelegung zusammenhängen. Darüberhinaus können auch andere Detektoreigenschaften wie z.B. die Akzeptanz einen Einfluß haben. Natürlich können auch alle diese Ursachen in Verbindung miteinander auftreten: so könnte z.B. die Anzahl der generierten Photonen im MC etwas zu hoch sein und die Detektorsimulation die Materialbelegung in der TPC - Innenwand unterschätzen, so daß dieser Peak in DATEN und MC vergleichbar wird.

Aus dem Bild kann man nur *sicher* entnehmen, daß die Detektorsimulation nicht in allen Bereichen mit der Wahrheit übereinstimmen kann.

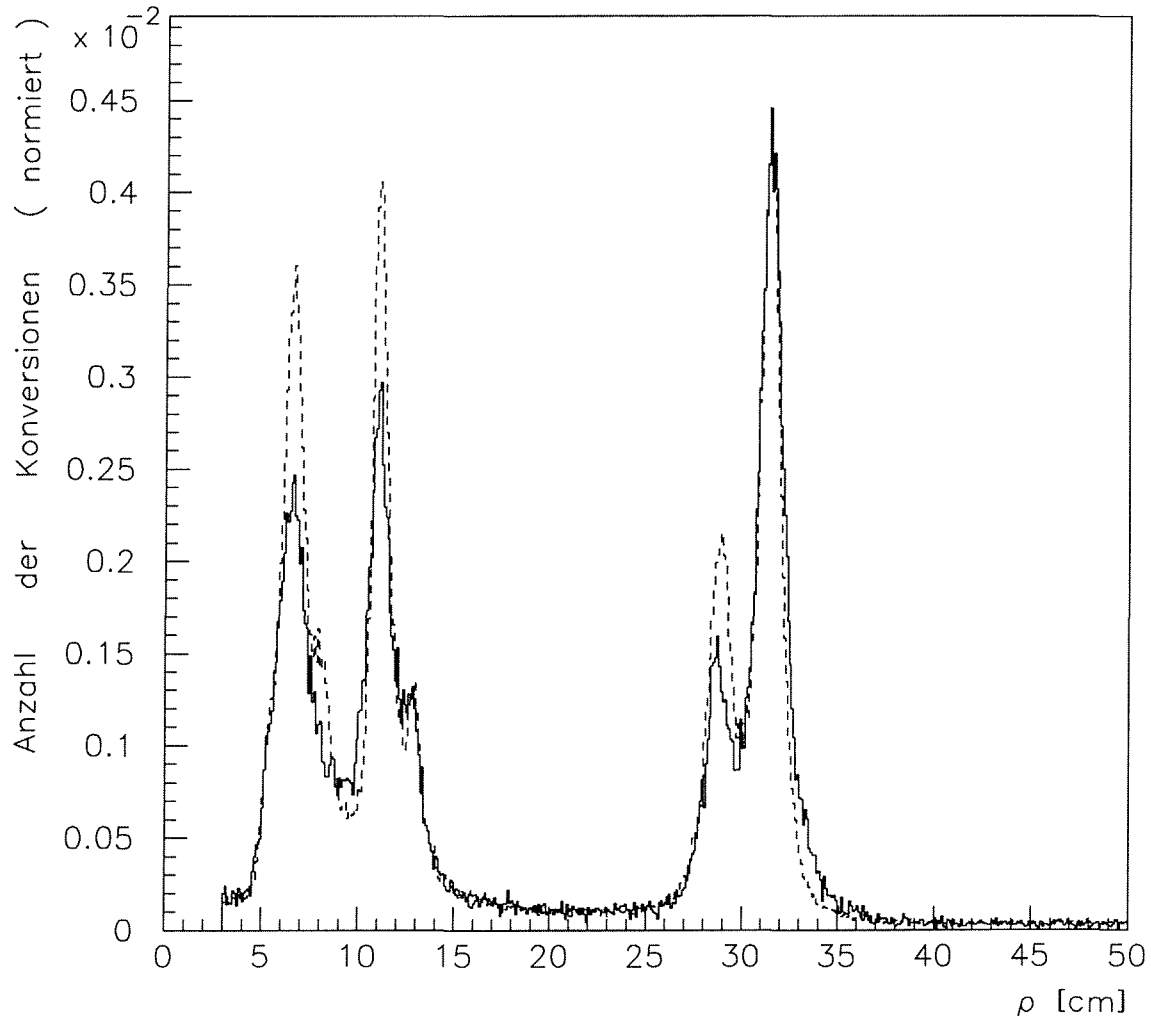


Abbildung 6.2: Vergleich DATEN ↔ MC für den radialen Konversionsort nach mittleren Schnitten

Die durchgezogene Linie kennzeichnet die akzeptierten Paare in den DATEN und die gestrichelte Linie beschreibt die MC - Verteilung. Die Histogramme sind jeweils auf die Anzahl der akzeptierten Ereignisse in DATEN bzw. MC normiert.

Um die Frage zu klären, ob die Produktionsrate der Photonen (\cong Normierung des inklusiven Photonenspektrums) im MC richtig enthalten ist, muß man einen Detektorbereich auswählen, bei dem die Detektorsimulation relativ einfach und gut bekannt sein sollte (näheres hierzu in Kapitel 7). Wenn man dort dann ein 'Eichspektrum' erzeugt hat, so können daraus für die anderen Detektorbereiche Korrekturfaktoren an die Detektorsimulation (Korrekturen an die aus dem MC berechneten Effizienzen) extrahiert werden.

Kapitel 7

Normierung des inklusiven Photonenspektrums

Beim Vergleich der radialen Verteilung der Konversionshäufigkeit zwischen DATEN und MC (siehe Abb. 6.2) erkennt man, daß es eine wichtige Aufgabe ist, das mit der Effizienz entfaltete Photonenspektrum in einem Detektorteil zu normieren, bei dem man annehmen kann, daß die Nachweiseffizienz, die man aus dem MC bestimmt, mit der tatsächlichen übereinstimmt. Dies erfordert, daß in dem gewählten Bereich die MC - Simulation der Detektoreigenschaften relativ einfach und gut verstanden sein sollte. Da die Paarerzeugungswahrscheinlichkeit von der Materiebelegung abhängt wird somit mindestens gefordert, daß nur Bereiche ausgewählt werden können, bei denen die Materialbelegung homogen ist.

7.1 Auswahl des Detektorbereichs

Da die Photonkonversionen noch im Detektor nachgewiesen werden müssen, kommen nur Bereiche mit homogener Materiebelegung in Frage, die sich im inneren Teil des ALEPH - Detektors (bis einschließlich der TPC) befinden. Mögliche Bereiche wären zum Beispiel:

- 1) Silizium - Plättchen des VDET: Diese bestehen aus $\approx 300 \mu\text{m}$ dickem reinem Silizium.
- 2) Strahlrohr: Das Strahlrohr besteht in der zentralen Zone aus einem $\approx 1.1 \text{ mm}$ dicken Beryllium - Rohr.
- 3) TPC - Gas: In dem aktiven Volumen der TPC befindet sich nur das Nachweisgas. Es besteht aus einer Mischung von 91 % Argon und 9 % Methan.

Die Verwendung der Silizium - Plättchen des VDET zur Normierung erfordert sehr detaillierte geometrische Schnitte, um den Überlappungsbereich verschiedener Silizium - Ebenen und die Ausleseelektronik, die sich teilweise auch auf diesen Plättchen befindet, auszuschneiden. Dabei würde ein Großteil des zur Verfügung

stehenden Raumwinkels weggeschnitten, was zu einer starken Verringerung der verwendbaren Statistik führt. Daher werden nur die Möglichkeiten 2) und 3) näher untersucht.

Zunächst müssen die beiden verbliebenen Bereiche genau definiert werden:

Strahlrohr : $4.0 \text{ cm} \leq \rho - \text{Koordinate des Konversionsortes} \leq 6.0 \text{ cm}$

TPC - Gas : $40.0 \text{ cm} \leq \rho - \text{Koordinate des Konversionsortes} \leq 100.0 \text{ cm}$ **und**
 $|z - \text{Koordinate des Konversionsortes}| \geq 0.2 \text{ cm}$

Dabei ist die Definition des Strahlrohr - Bereichs so festgelegt worden, daß eine breite radiale Verteilung der Konversionen aus der Strahlrohrwand ($R_{\text{innen}} = 5.3 \text{ cm}$, $R_{\text{außen}} = 5.41 \text{ cm}$) ermöglicht wird, aber gleichzeitig nicht zu viele Konversionen aus der inneren VDET - Lage ($R \approx 6.3 \text{ cm}$) verwendet werden. Für den TPC - Gas - Bereich wurde darauf geachtet, daß die Zentralmembran ($25 \mu\text{m}$ dick), ihre Halterung (Radius bis ca. 37 cm) und der Einfluß der Innenwand der Zeitprojektionskammer aus dem betrachteten Volumen ausgeschnitten werden. Außerdem wird nur der innere Teil des TPC - Gases verwendet (Außenradius der TPC: 180 cm), damit die entstandenen $e^+ - e^-$ - Paare noch gut im Detektor vermessen werden können und keine Akzeptanzunterschiede zwischen DATEN und MC auftreten.

Für die beiden Bereiche werden zunächst wieder alle Schnitte auf die Parameter der Paarfindungsroutine in der in Kapitel 5 beschriebenen Weise aufeinander abgestimmt und optimiert (siehe Tabelle 5.2). Dann wird jeweils das gemessene Spektrum mit der aus dem MC bestimmten Effizienz entfaltet und die Änderung dieses 'Eichspektrums' mit der Variation der gewählten Schnittklasse beobachtet¹. Dies ist ein wichtiges Kriterium um zu entscheiden, welcher Detektorbereich am besten für die Normierung des entfalteten inklusiven Photonenspektrums geeignet ist.

In dieser Analyse wird der TPC - Gas - Bereich für die Normierung verwendet. Dies hat im wesentlichen drei Gründe:

1. Die Änderung des entfalteten Spektrums mit der Variation der gewählten Schnittklasse ist für den TPC - Gas - Bereich kleiner als für den Strahlrohr - Bereich. Das bedeutet, daß der systematische Einfluß der Schnitte an die Parameter der Paarfindungsroutine dort kleiner ist.
2. Auch nach der Optimierung der Schnitte für den Strahlrohr - Bereich wurde in der radialen Verteilung des Konversionsortes kein überaus deutliches Signal der Strahlrohrwand sichtbar. Damit könnte bei der Normierung mit diesem Detektorbereich auch ein größerer Anteil der verwendeten Konversionen

¹Da mit stärkeren Schnitten die Zahl der im MC akzeptierten Paare kleiner wird (\mathcal{E}_{MC}^{sig} wird kleiner), aber ebenso auch die in den DATEN gefundenen Paare weniger werden ($N_{DA}^{accepted\ pairs\ (all)}$ wird kleiner), sollte das entfaltete Spektrum unabhängig von der gewählten Schnittklasse sein (siehe Abschnitt 6.3).

nicht aus der Strahlrohrwand stammen und damit die Materiebelegung nicht mehr homogen sein.

3. Im TPC - Gas - Bereich ist die verwendbare Statistik größer als für den Strahlrohr - Bereich. Damit werden dort die statistischen Fehler kleiner.

Somit sind die Konversionen im TPC - Gas deutlich besser zur Normierung des entfalteten inklusiven Photonenspektrums geeignet als die in der Strahlrohrwand.

7.2 Dichtekorrektur für die TPC - Gas - Simulation

Um zu untersuchen, ob in der Detektorsimulation das TPC - Gas richtig beschrieben ist, werden die dort verwendeten Parameter ([18] effektive Massenzahl $A^{eff} = 38.774$, effektive Ordnungszahl $Z^{eff} = 17.492$, Dichte $\rho = 0.001684 \text{ g/cm}^3$ und Strahlungslänge $X_0^{eff} = 11866.9 \text{ cm}$) überprüft.

Da der Paarerzeugungswirkungsquerschnitt von den Variablen A , X_0 und der Materiedichte abhängt, das TPC - Gas ein Gemisch aus Argon und Methan ist und die Bestimmung von A^{eff} und X_0^{eff} die Gewichtsanteile dieser Komponenten erfordert (siehe Abschnitt 2.3), wird zunächst die Berechnung der Massenanteile aus den Volumenanteilen (Argon: 91 %, Methan: 9 %) durchgeführt:

Es seien zwei Gase A und B im Volumen V . Ihre Volumenanteile seien x_A und x_B und man könnte ihnen somit die Teilvolumina V_A und V_B zuordnen (damit gilt: $V = V_A + V_B = (x_A + x_B) \cdot V$). Die mol - Volumina der beiden Komponenten unter TPC - Gas - Betriebsbedingungen seien V_n^A und V_n^B . Die Anzahl der verfügbaren Mole sei n_A bzw. n_B , die Massenzahlen der beiden Gassorten A_A und A_B und die gesuchten Gewichtsanteile f_A und f_B . Diese ergeben sich aus der Formel $f_i = n_i \cdot A_i / \sum_i n_i A_i$ mit $i \in \{A, B\}$. Unter Verwendung der Beziehung $V_n^i = V_i / n_i = x_i \cdot V / n_i$ erhält man

$$f_i = \frac{\frac{x_i}{V_n^i} \cdot A_i}{\frac{x_A}{V_n^A} \cdot A_A + \frac{x_B}{V_n^B} \cdot A_B} \quad \text{mit} \quad i \in \{A, B\} \quad .$$

Mit der Annahme, daß sich beide Gassorten als ideale Gase beschreiben lassen, die unter gleichen Bedingungen existieren, sind die mol - Volumina beider Komponenten gleich und die Formel vereinfacht sich zu

$$f_i = \frac{x_i \cdot A_i}{x_A \cdot A_A + x_B \cdot A_B} \quad \text{mit} \quad i \in \{A, B\} \quad .$$

(Diese Näherung ist sehr gut erfüllt: Der Einfluß der unterschiedlichen mol - Volumina, welche später mit Hilfe der van der Waals Gleichung berechnet werden, ist kleiner als die im folgenden angegebene Genauigkeit.)

Die Anwendung der obigen Beziehung auf das TPC - Gas - Gemisch liefert [Mol - Masse des Argon - Moleküls: 39.948 g/mol, Mol - Masse des CH₄ - Moleküls: (12.011 + 4 · 1.0079) g/mol = 16.043 g/mol [19]]:

$$f_{Ar} = 96.18 \%$$

$$f_{CH_4} = 3.82 \%$$

Mit Hilfe dieser Gewichtsanteile läßt sich nun die effektive Massenzahl des TPC - Gases berechnen ($A^{eff} = \sum_{i=1}^2 f_i A_i$). Dabei ist darauf zu achten, daß zunächst die effektive Massenzahl des Methans bestimmt werden muß: $A_{CH_4}^{eff} = (\frac{12.011}{16.043} \cdot 12.011 + 4 \cdot \frac{1.0079}{16.043} \cdot 1.0079) \text{ g/mol} = 9.246 \text{ g/mol}$. Damit ergibt sich A^{eff} für das TPC - Gas - Gemisch zu 38.775 g/mol. Dies entspricht dem Wert in der Detektorsimulation.

X_0^{eff} in der Einheit [g/cm²] läßt sich ebenfalls sehr einfach nachrechnen: Die Strahlungslängen der einzelnen Komponenten sind in Tabellen angegeben² [19]: $X_0^{Ar} = 19.55 \text{ g/cm}^2$, $X_0^{CH_4} = 46.5 \text{ g/cm}^2$. Aus der Formel $1/X_0^{eff} = \sum_i f_i/X_0^i$ läßt sich damit die effektive Strahlungslänge des Gemisches berechnen: $X_0^{eff} = 19.99 \text{ g/cm}^2$. Der Wert in der Detektorsimulation ergibt sich zu $0.001684 \text{ g/cm}^3 \cdot 11866.9 \text{ cm} = 19.98 \text{ g/cm}^2$, was dem vorherigen entspricht.

Nun muß nur noch die Massendichte in der Detektorsimulation überprüft werden: Die Dichte des Gasgemisches ergibt sich aus der Summe der Teilmassen der beiden Komponenten (m_i) dividiert durch das Gesamtvolumen. Unter Verwendung der Beziehungen $m_i = n_i \cdot A_i$ und $n_i = V_i/V_n^i = x_i \cdot V/V_n^i$, $i \in \{Ar, CH_4\}$ (n_i = Anzahl der Mole, A_i = Massenzahl, V_i = Teilvolumen, V_n^i = mol - Volumen, x_i = Volumenanteil der Gassorte i , V = Gesamtvolumen) erhält man

$$\rho = \frac{m_{Ar} + m_{CH_4}}{V} = x_{Ar} \cdot \frac{A_{Ar}}{V_n^{Ar}} + x_{CH_4} \cdot \frac{A_{CH_4}}{V_n^{CH_4}} \quad .$$

Die Quotienten A_i/V_n^i stellen ihrerseits die Massendichte der Komponente i dar, wie man anhand des Zusammenhangs $\rho_i = m_i/V_i = n_i \cdot A_i/V_i = A_i/V_n^i$ erkennt. Damit ergibt sich die Dichte des TPC - Gases aus dem mit den Volumenanteilen gewichteten Mittelwert der einzelnen Massendichten, welche für Normalbedingungen (0°C, 1 atm = 1013.25 mbar) tabelliert sind [19]: $\rho_{Ar} = 1.78 \text{ g/l}$, $\rho_{CH_4} = 0.717 \text{ g/l}$. Mit diesen Werten erhält man für die Massendichte des TPC - Gases $\rho = 0.001684 \text{ g/cm}^3$, was identisch mit der Angabe in der Detektorsimulation ist. Dies bedeutet, daß für die Simulation des Gases in der TPC Normalbedingungen angenommen wurden, was natürlich nicht den tatsächlichen Betriebsbedingungen [(21.0 ± 0.5)°C, (973 ± 5) mbar] entspricht. Daher muß die Dichte in der Detektorsimulation und somit auch die aus dem MC bestimmte Nachweiseffizienz korrigiert werden.

Um diesen Korrekturfaktor aus dem Verhältnis von tatsächlicher zu simulierter Massendichte bestimmen zu können, müssen zunächst die mol - Volumina der

²In diesen Werten ist die richtige Abhängigkeit von der Ordnungszahl Z berücksichtigt, so daß dieser Parameter nicht getrennt untersucht werden muß.

beiden Gas - Komponenten bei den tatsächlichen Betriebsbedingungen errechnet werden. Dies geschieht unter Verwendung der van der Waals - Zustandsgleichung:

$$\left(p + \frac{a}{V_n^2} \right) \cdot (V_n - b) = R \cdot T$$

mit

p = Druck

V_n = mol - Volumen = $\frac{V}{n} = \frac{\text{Volumen}}{\text{mol}}$

R = allgemeine Gaskonstante = $8.314 \frac{\text{J}}{\text{K} \cdot \text{mol}}$

T = Temperatur

a, b = van der Waals Konstanten

Der Druck des TPC - Gases ist festgelegt durch den Atmosphärendruck + ca. 7.5 mbar Betriebsüberdruck. Der Atmosphärendruck ist natürlich von der Höhe über NN und der Wetterlage abhängig. Da aber über die gesamten Messungen im Jahr 1991 gemittelt wird, sind die witterungsbedingten Schwankungen nur klein. Auf der Datenverarbeitungsebene POT ist der TPC - Gas - Druck abgespeichert und eine Reihe von zufälligen Stichproben liefert den Mittelwert (973 ± 5) mbar. Dies entspricht nach der barometrischen Höhenformel unter Berücksichtigung des Betriebsüberdruckes einer Höhe von ca. 385 m über NN, was auch etwa mit der tatsächlichen Lage des Detektors übereinstimmt. Die Temperatur wird beim Betrieb auf $(21.0 \pm 0.5)^\circ\text{C}$ konstant gehalten. Die van der Waals Konstanten sind für verschiedene Gase tabelliert [20]:

	a in $[\frac{\ell^2 \cdot \text{atm}}{\text{mol}^2}]$	b in $[\frac{\ell}{\text{mol}}]$
Ar	1.345	0.03219
CH ₄	2.253	0.04278

Das mol - Volumen ist die gesuchte Größe und wird aus der van der Waals - Zustandsgleichung (ein Polynom 3. Ordnung in V_n) iterativ ausgerechnet. Unter Berücksichtigung der Schwankungsbreite des Drucks und der Temperatur ergeben sich die Werte:

$$V_n^{\text{Ar}} = (25.11 \pm 0.13) \frac{\ell}{\text{mol}}$$

$$V_n^{\text{CH}_4} = (25.08 \pm 0.13) \frac{\ell}{\text{mol}}$$

(Bei der Annahme eines idealen Gases erhält man ein mol - Volumen von $25.13 \frac{\ell}{\text{mol}}$)

Mit diesen mol - Volumina läßt sich nun die tatsächliche Dichte des TPC - Gases nach der vorher hergeleiteten Formel berechnen [$x_{Ar} = 0.91 \pm 0.003$, $x_{CH_4} = 0.09 \pm 0.003$, $A_{Ar} = 39.948$ g/mol, $A_{CH_4} = 16.043$ g/mol] :

$$\varrho = (1.505 \pm 0.009) \frac{\text{g}}{\ell} = (0.001505 \pm 0.000009) \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$$

Der relative Fehler dieser Größe wird im folgenden mit 1 % großzügig nach oben abgeschätzt.

Damit ergibt sich der Korrekturfaktor an die aus dem MC bestimmte Nachweiseffizienz für Photonkonversionen im TPC - Gas - Bereich aus dem Verhältnis von tatsächlicher zu simulierter Massendichte:

$$K_{TPC-Gas} = 0.894 , \quad \frac{\Delta K_{TPC-Gas}}{K_{TPC-Gas}} = 1 \%$$

Das mit der korrigierten Effizienz ($\varepsilon_{MC}^{sig, corr} = K_{TPC-Gas} \cdot \varepsilon_{MC}^{sig, old}$) entfaltete inklusive Photonenspektrum aus der Messung im TPC - Gas - Bereich ist damit richtig normiert und kann im folgenden als 'Eichspektrum' verwendet werden.

Kapitel 8

Ergebnisse der Analyse

In diesem Kapitel werden die Resultate der vorliegenden Arbeit, die unter Verwendung von mittleren Schnitten erzielt werden, aufgeführt. Zunächst ergibt sich mit der Korrektur der Detektorsimulation im TPC - Gas - Bereich auf die tatsächlichen Betriebsbedingungen ein richtig normiertes 'Eichspektrum', aus dem die Anzahl der in einem festen Energieintervall erzeugten Photonen bestimmt werden kann. Aus dem Vergleich der Normierung des 'Eichspektrums' mit der der Spektren für den „inneren“ und „äußeren“ Bereich lassen sich die Korrekturfaktoren an die Detektorsimulation in diesen beiden Regionen gewinnen. Die mit diesen Faktoren berichtigten Nachweiseffizienzen werden anschließend, ebenso wie die Reinheit der Selektion, in ihrer Energieabhängigkeit dargestellt. Aus dem gewichteten Mittelwert der korrigierten entfaltenen Spektren für den „inneren“ und den „äußeren“ Detektorbereich ergibt sich unter binweiser Berücksichtigung der statistischen und systematischen Fehler das Endergebnis: das inklusive Photonenspektrum.

8.1 Das 'Eichspektrum'

Im vorherigen Kapitel wurde ein Faktor bestimmt, der die Materiebelegung in der Detektorsimulation des TPC - Gases auf die tatsächlichen Zustände korrigiert. Da die anderen Abhängigkeiten der Paarerzeugungswahrscheinlichkeit im MC richtig enthalten und auch keine signifikanten Akzeptanzunterschiede zwischen DATEN und MC aufgetreten sind, kann man davon ausgehen, daß die mit dem Korrekturfaktor berichtigte Effizienz mit der tatsächlichen Nachweiseffizienz übereinstimmt. Damit läßt sich das im TPC - Gas - Bereich gemessene Photonenspektrum entfalten, und man erhält ein 'Eichspektrum' mit der richtigen Normierung. In Abbildung 8.1 ist dieses Spektrum mit seinen statistischen Fehlern dargestellt. Zusätzlich sind noch drei Histogramme eingetragen, die unterschiedliche Ereignisgeneratoren repräsentieren. Man kann eine recht gute Übereinstimmung zwischen den entfaltenen gemessenen DATEN und den Generatoren feststellen. In der Tendenz scheint das MC aber etwas zu viele Photonen zu generieren (quantitative Aussagen im nächsten Unterpunkt). Im niederenergetischen Bereich ist die

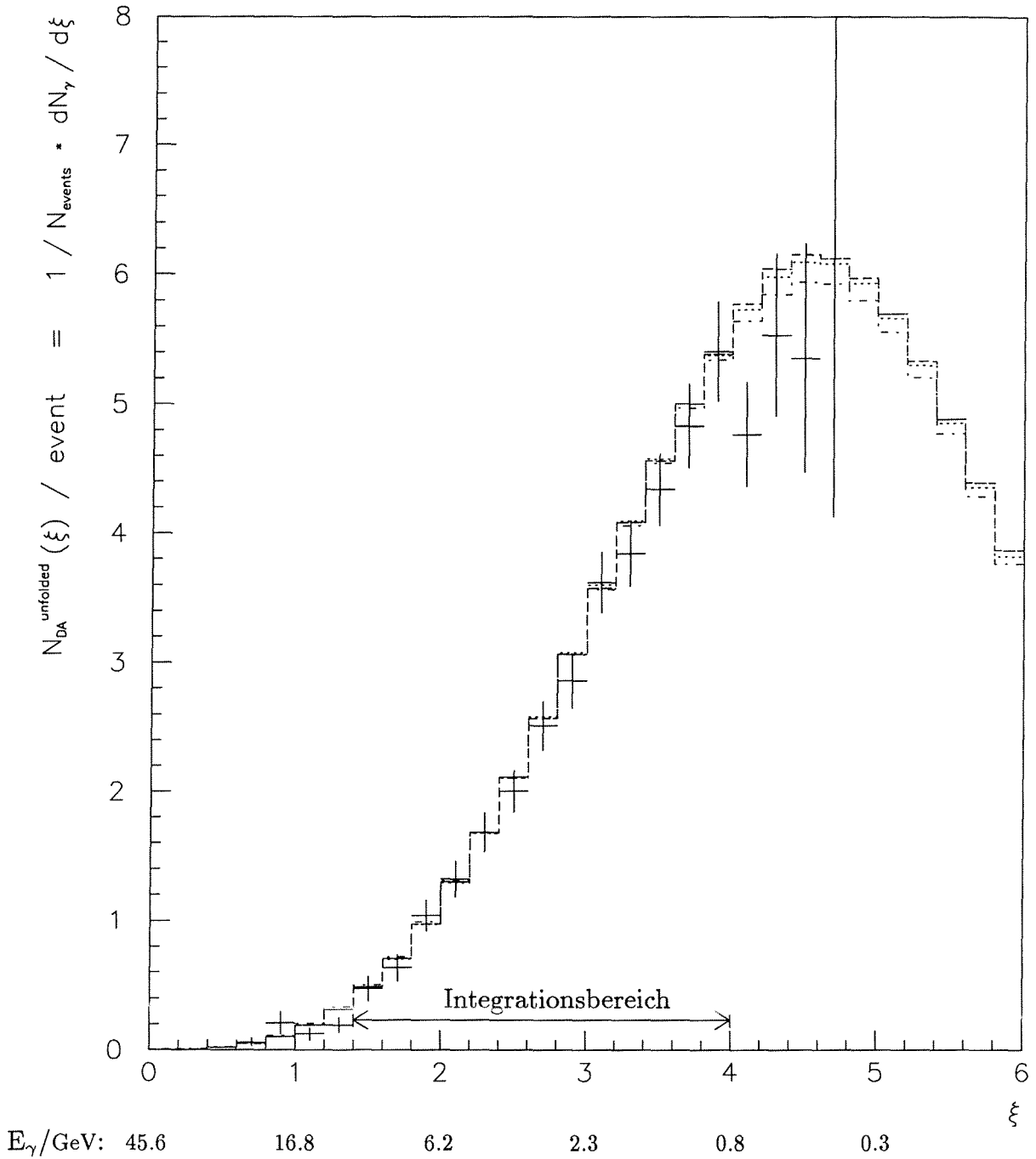


Abbildung 8.1: Entfaltetes inklusives Photonenspektrum aus dem TPC - Gas - Bereich unter Verwendung von mittleren Schnitten ('Eichspektrum')

Die Datenkreuze stellen das richtig normierte Photonenspektrum (Anzahl der Photonen pro Ereignis im jeweiligen Bin, dividiert durch die Binbreite) mit den statistischen Fehlern dar. Die drei Histogramme repräsentieren unterschiedliche Ereignisgeneratoren (gestrichelte Linie: HVFL02, punktierte Linie: JETSET, strichpunktierte Linie: HERWIG [21]). Außerdem ist der Integrationsbereich eingetragen, in dem die Anzahl der Photonen pro Ereignis in diesem Energieintervall bestimmt wird.

Nachweiseffizienz sehr klein und es ergeben sich damit große Unsicherheiten der dortigen Datenpunkte.

8.2 Die Anzahl der Photonen pro Ereignis

Um die Anzahl der Photonen zu messen, die pro Ereignis erzeugt werden, muß man sich auf einen bestimmten Energiebereich beschränken, da nicht beliebig niederenergetische Photonen vermessen werden können: Es wird zur Wahrung der Spurqualität verlangt (Abschnitt 5.2.1), daß jede verwendete Spur einen Transversalimpuls von mindestens 200 MeV/c hat. Damit liegt die Mindestenergie für Photonen bei 400 MeV ($\hat{=}$ $\xi = 4.7$). Da die Energieaufteilung zwischen e^+ und e^- oft unsymmetrisch ist, wird nur ein recht kleiner Anteil der Photonen mit Energien kleiner als 700 MeV mit Hilfe der Konversionsmethode gemessen. Im hochenergetischen Bereich gibt es nur wenige Photonen, so daß die Messung dort hohe relative statistische Fehler hat. Die Anzahl der Photonen pro Ereignis wird daher in einem Energiebereich bestimmt, in dem die Nachweiseffizienz weder zu klein, noch ihr statistischer Fehler zu groß ist (siehe Abb. 8.2): Das Integrationsintervall wird von $\xi = 1.4$ bis $\xi = 4.0$ festgelegt (das entspricht: $0.8 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 11.2 \text{ GeV}$)¹. In diesem Energiebereich werden zunächst die Einträge in den verschiedenen Einzelhistogrammen (siehe Abschnitt 6.2 und 6.3: $N_{MC}^{accepted\ pairs\ (from\ photon)}$, $N_{MC}^{generated\ photons}$, $N_{DA}^{accepted\ pairs\ (all)}$, N_{MC}^{back}) aufsummiert und anschließend die Anzahl der Photonen pro Ereignis berechnet:

$$\# \text{ Photonen / Ereignis} = 6.91 \pm 0.16 \text{ (stat.)} \pm 0.30 \text{ (sys.)}$$

(Die Untersuchung der systematischen Fehler wird im nächsten Kapitel beschrieben.)

Zu vergleichen ist dieses Ergebnis mit der Integration über die Generatorspektren in dem selben Energiebereich:

Generator	# Photonen / Ereignis	statistische Fehler
HVFL02	7.100	± 0.002
JETSET	7.108	± 0.002
HERWIG	7.085	± 0.002

Tabelle 8.1: Anzahl der generierten Photonen im Energiebereich $1.4 \leq \xi \leq 4.0$ ($\hat{=}$ $0.8 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 11.2 \text{ GeV}$) für verschiedene Generatoren

¹Zur Untersuchung des systematischen Einflusses dieser Wahl wird der Integrationsbereich später auch variiert.

Man kann feststellen, daß der gemessene Wert im Rahmen der angegebenen Fehler sehr gut mit den Modellen übereinstimmt. Trotzdem zeigt sich die Tendenz, daß im MC knapp 3 % zu viele Photonen generiert werden.

8.3 Korrekturfaktoren an die Detektorsimulation

In analoger Weise wie im TPC - Gas - Bereich kann man auch im „inneren“ und „äußeren“ Detektorbereich die Anzahl der Photonen pro Ereignis im Energiebereich $1.4 \leq \xi \leq 4.0$ bestimmen. Natürlich weichen diese Ergebnisse von dem zuvor bestimmten und richtig normierten Wert ab, da hierbei zur Entfaltung des gemessenen Spektrums zunächst nur die jeweiligen aus dem MC berechneten Nachweiseffizienzen verwendet werden. Diese hängen ihrerseits aber direkt mit der Detektorsimulation zusammen, die, wie aus Abbildung 6.2 deutlich wurde, nicht in allen Bereichen mit der Wahrheit übereinstimmt. Somit lassen sich Korrekturfaktoren an die Detektorsimulation derart gewinnen, daß die aus dem MC bestimmten Effizienzen so korrigiert werden, daß man bei der Berechnung der Anzahl von Photonen pro Ereignis im Energiebereich $1.4 \leq \xi \leq 4.0$ für alle Detektorteile das richtig normierte Ergebnis aus dem TPC - Gas - Bereich erhält. Für den „inneren“ und „äußeren“ Bereich und den Gesamtdetektor werden diese Korrekturfaktoren berechnet ($\varepsilon_{MC,i}^{sig, corr} = K_i \cdot \varepsilon_{MC,i}^{sig, old}$; $i \in \{\text{„innerer“ Bereich, „äußerer“ Bereich, Gesamtdetektor}\}$):

$$\begin{aligned} K_{\text{„innerer“ Bereich}} &= 0.913 \pm 0.022 \text{ (stat.)} \pm 0.057 \text{ (sys.)} \\ K_{\text{„äußerer“ Bereich}} &= 1.035 \pm 0.025 \text{ (stat.)} \pm 0.053 \text{ (sys.)} \\ K_{\text{Gesamtdetektor}} &= 0.973 \pm 0.023 \text{ (stat.)} \pm 0.050 \text{ (sys.)} \end{aligned}$$

(Die Untersuchung der systematischen Fehler wird im nächsten Kapitel beschrieben.)

Dies bedeutet, daß im „inneren“ Detektorbereich ($3 \text{ cm} < \rho \leq 20 \text{ cm}$) die Materiebelegung im MC 8.7 % zu hoch ist, während im „äußeren“ Bereich ($\rho > 20 \text{ cm}$) 3.5 % zu wenig Materie simuliert wird. Bei Mittelung über den gesamten Detektor ist die Materialbelegung im MC 2.7 % zu hoch.

8.4 Korrigierte Nachweiseffizienzen

Die mit diesen Korrekturfaktoren multiplizierten Effizienzen für mittlere Schnitte sind mit ihrer Energieabhängigkeit in Abbildung 8.2 dargestellt. Für den Gesamtdetektor ergibt sich in einem weiten Energiebereich eine Nachweiseffizienz von ca. 4 %, wobei jeweils die Hälfte der Photonen im „inneren“ bzw. „äußeren“ Detektorbereich konvertiert. Im hochenergetischen Bereich ist die Effizienz außen etwas schlechter, da dort bei symmetrischer Energieaufteilung die e^+ - und e^- - Spuren durch das Magnetfeld nicht mehr ausreichend getrennt werden, so daß eine Vermessung schwierig wird.

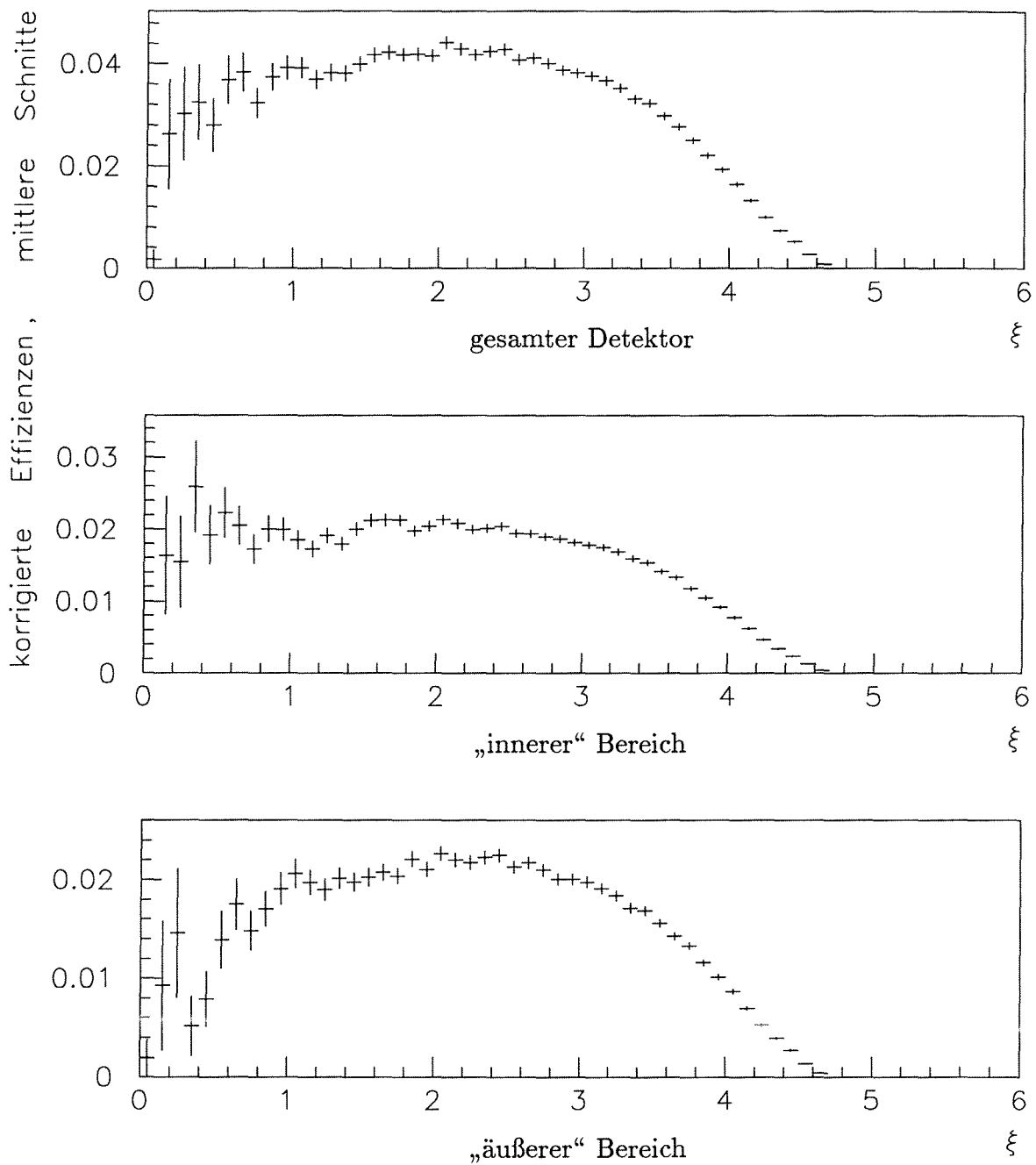
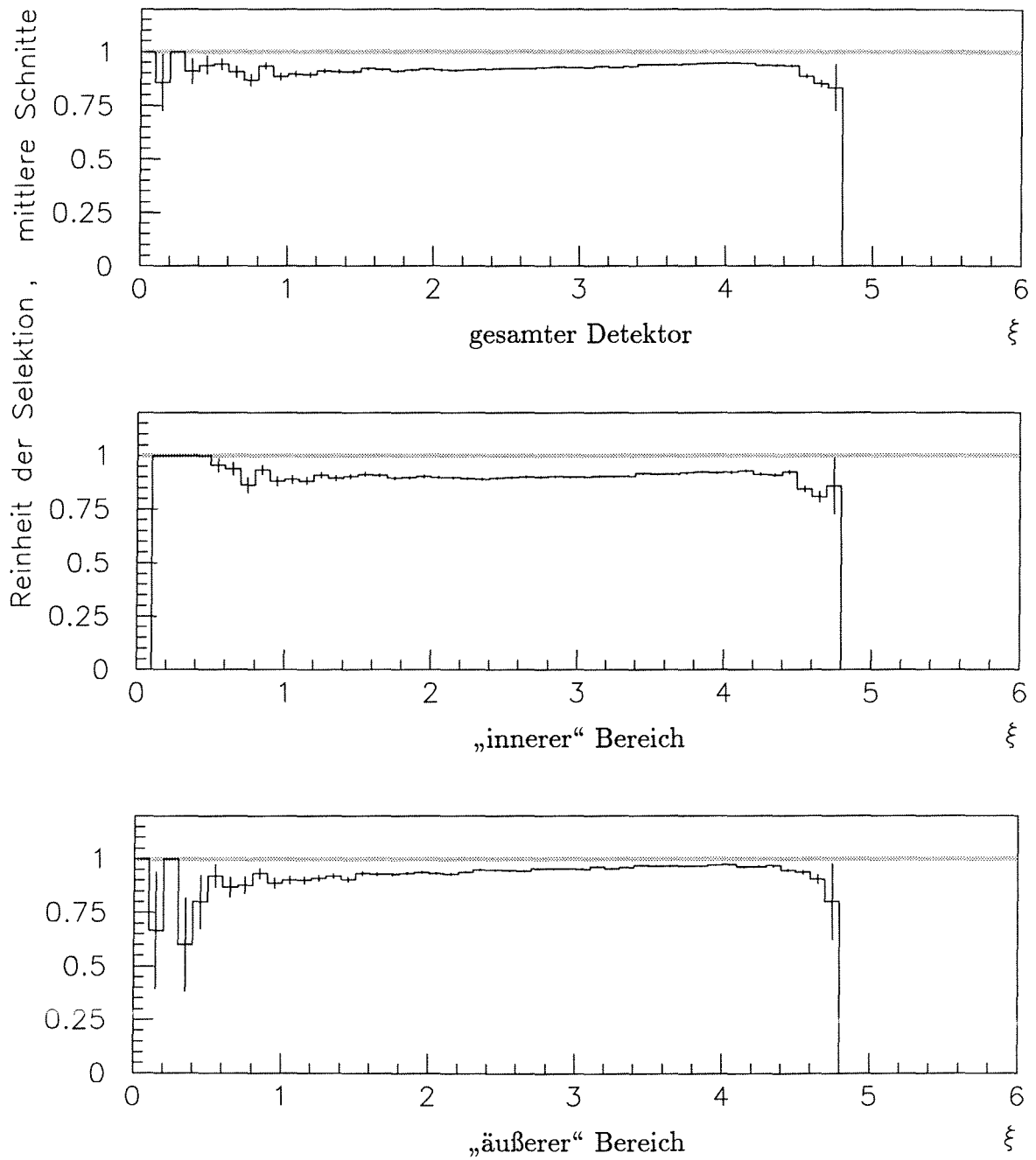


Abbildung 8.2: Energieabhängigkeit der korrigierten Nachweiseffizienzen für mittlere Schnitte

Im oberen Bild ist die Effizienz für den Nachweis im gesamten Detektor dargestellt. Das mittlere Bild beschreibt den „inneren“ und das untere den „äußeren“ Detektorbereich. Die Fehlerbalken stellen die statistischen Fehler dar.



E_γ/GeV : 45.6 16.8 6.2 2.3 0.8 0.3

Abbildung 8.3: Energieabhängigkeit der Reinheit der Selektion für mittlere Schnitte

Im oberen Bild ist die Reinheit bei Verwendung der Photonkonversionen im gesamten Detektor dargestellt. Das mittlere Bild zeigt den „inneren“ und das untere den „äußeren“ Detektorbereich. Die Fehlerbalken kennzeichnen die statistischen Fehler. Die graue Linie bei 1.0 entspricht einer 100 %-igen Reinheit.

8.5 Die Reinheit der Selektion

Wie schon am Ende des Kapitels 5 erwähnt, ist die Reinheit der Photonselektion sehr groß (für z.B. mittlere Schnitte: „innerer“ Bereich: 90.7 %, „äußerer“ Bereich: 95.3 %, gesamter Detektor: 92.9 %) ². Die Energieabhängigkeit wird in Abbildung 8.3 dargestellt. Sie zeigt einen recht konstanten Verlauf und steigt nur sehr wenig zu niedrigeren Energien ($\xi \approx 4$) hin an.

8.6 Das inklusive Photonenspektrum

Das inklusive Photonenspektrum wird aus dem gewichteten Mittel der entfalteten Spektren aus dem „inneren“ und „äußeren“ Detektorbereich gebildet. Dabei werden auch die entsprechenden, in Abschnitt 8.3 bestimmten Korrekturfaktoren berücksichtigt. In die Wichtung, die in jedem ξ - Intervall berechnet und durchgeführt wird, geht neben dem kompletten statistischen Fehler auch die quadratische Summe der drei wichtigsten systematischen Unsicherheiten ein: die Variation des jeweiligen entfalteten Spektrums a) mit der verwendeten Schnittklasse, b) bei Verzicht auf die Anwendung des dE/dx - Schnittes und c) bei Nichtanwendung der ECAL - Schnitte. In Abbildung 8.4 ist das so bestimmte inklusive Photonenspektrum dargestellt. Die gezeigten Fehlerbalken enthalten neben dem Fehler des Mittelwertes auch die systematische Unsicherheit des Normierungsfaktors, der für beide Detektorbereiche identisch ist ³. Im hochenergetischen Bereich beschreibt das MC die gemessenen DATEN auch über den Normierungsbereich ($1.4 \leq \xi \leq 4.0$) hinaus sehr gut. Unterhalb von 2 GeV wird die Übereinstimmung jedoch schlechter und für $\xi \geq 4.0$ zeigen sich recht deutliche Unterschiede. Diese Diskrepanz läßt sich zu einem großen Teil mit der Anwendung des dE/dx - Schnittes erklären, denn ohne Benutzung der Energieverlustinformationen wird die Übereinstimmung der MC - Vorhersage deutlich besser. Die Unsicherheit in der dE/dx - Messung dominiert daher die systematischen Fehler im Bereich kleiner Photonenergien.

²Wegen der geringeren Spurdichte läßt sich außen leichter eine hohe Reinheit erreichen als im „inneren“ Detektorbereich.

³Es handelt sich hierbei um den systematischen Fehler (4.4 %) bei der Bestimmung der Anzahl von Photonen pro Ereignis aus dem 'Eichspektrum' des TPC - Gases, denn auf diese Zahl werden die Spektren aus den anderen Detektorbereichen normiert (Abschnitt 8.3).

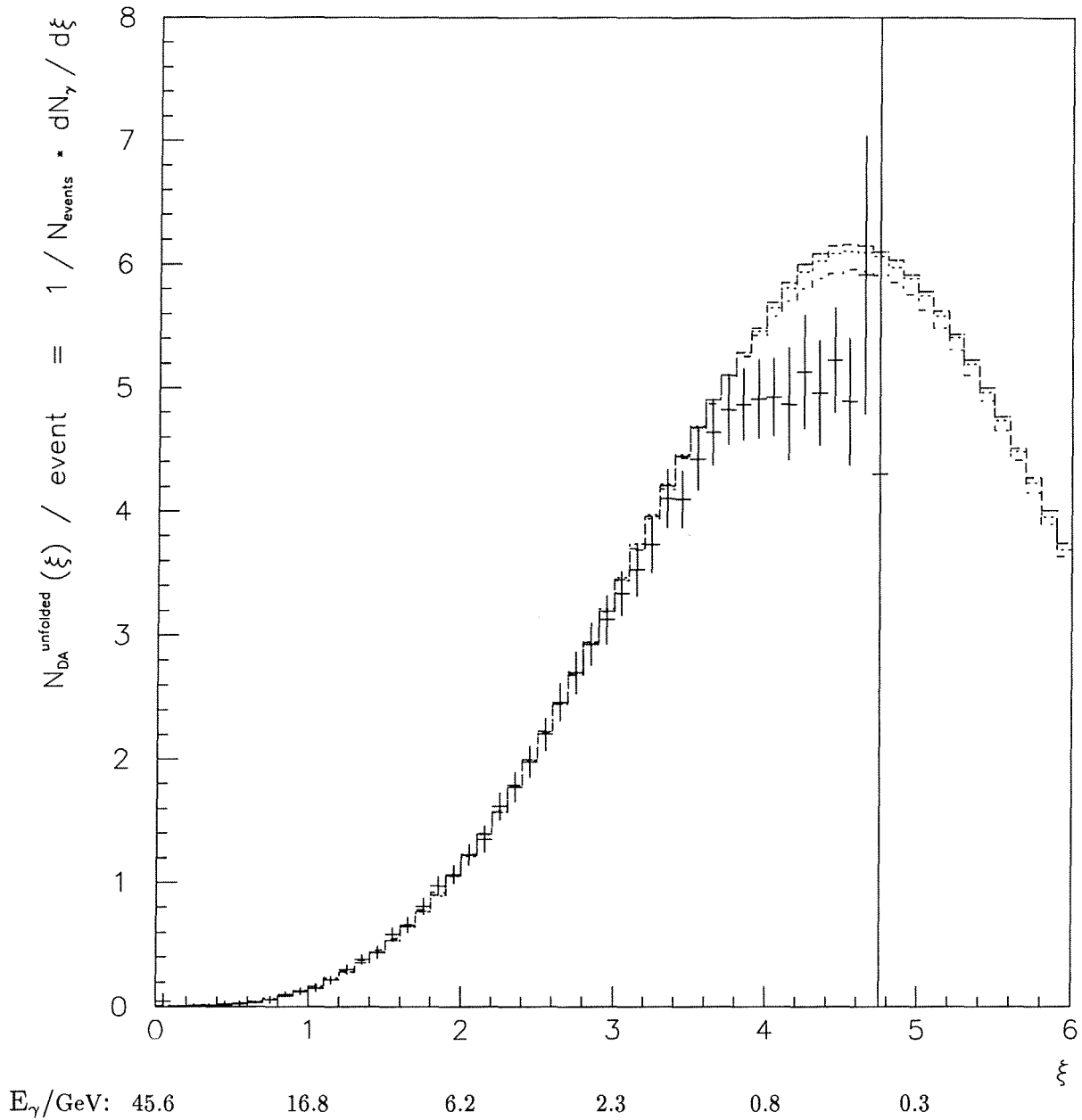


Abbildung 8.4: Das inklusive Photonenspektrum als gewichteter Mittelwert zwischen dem „inneren“ und „äußeren“ Detektorbereich für mittlere Schnitte. Die Datenkreuze stellen das gewichtete Mittel zwischen den Spektren aus den beiden Bereichen dar (Anzahl der Photonen pro Ereignis im jeweiligen Bin, dividiert durch die Binbreite). Dabei wurden sowohl die statistischen als auch die systematischen Unsicherheiten berücksichtigt, so daß die gezeigten Fehlerbalken die quadratische Summe beider Fehlerarten repräsentieren (näheres dazu im Text). Zusätzlich sind noch drei Histogramme eingetragen, die unterschiedliche Ereignisgeneratoren kennzeichnen (analog zu Abb. 8.1): gestrichelte Linie: HVFL02, punktierte Linie: JETSET, strichpunktierte Linie: HERWIG.

Kapitel 9

Untersuchung der systematischen Fehler

In diesem Kapitel werden die systematischen Unsicherheiten bei der Bestimmung der Anzahl von Photonen pro Ereignis (Abschnitt 8.2) und der Korrekturfaktoren an die Detektorsimulation (Abschnitt 8.3) untersucht. Es werden 6 unterschiedliche systematische Einflüsse berücksichtigt: die Änderung des entfalteten inklusiven Photonenspektrums a) mit der Variation der gewählten Schnittklasse, b) beim Weglassen des dE/dx - Schnittes, c) beim Verzicht auf die ECAL - Schnitte; d) die Änderung des Anteils der *gemessenen* Anzahl von Photonen pro Ereignis an der *generierten* Anzahl von Photonen pro Ereignis mit der Variation des gewählten Integrationsbereichs, e) der Fehler des Korrekturfaktors zur Nachweiseffizienz im TPC - Gas, f) die Unsicherheit bei der Abschätzung des Untergrundes aus dem MC.

Im folgenden wird beschrieben, wie die einzelnen systematischen Fehler abgeschätzt werden:

- a) Der Einfluß der gewählten Selektion der Konversionspaare auf die Ergebnisse des vorherigen Kapitels wird durch die Variation der verwendeten Schnittklasse untersucht. Analog zum Vorgehen in Abschnitt 8.2 wird die Anzahl der Photonen pro Ereignis im Integrationsbereich $1.4 \leq \xi \leq 4.0$ ($\frac{\# \gamma}{\text{Ereignis}} \mid_{1.4 \leq \xi \leq 4.0}$) für schwache, mittlere und starke Schnitte bestimmt. Dabei wird die vollständige Kandidatenselektion (Abschnitt 5.2) durchgeführt. Die maximale Differenz der Ergebnisse für schwache und mittlere, bzw. mittlere und starke Schnitte wird zur Abschätzung des systematischen Einflusses verwendet.
- b) Die systematischen Auswirkungen des dE/dx - Schnittes in der Kandidatenselektion werden dadurch untersucht, daß ohne Benutzung der Energieverlustinformationen und für mittlere Schnitte bei der Paar - Selektion die Größe $\frac{\# \gamma}{\text{Ereignis}} \mid_{1.4 \leq \xi \leq 4.0}$ bestimmt wird. Die Differenz zur Messung mit Anwendung des dE/dx - Schnittes ergibt die systematische Unsicherheit.

- c) Analog zu Punkt b) wird nun auf die ECAL - Informationen verzichtet und die Differenz zur vollständigen Selektion beschreibt die systematischen Auswirkungen dieses Schnittes.
- d) Der systematische Einfluß der Wahl des Integrationsbereichs auf die gemessene Anzahl von Photonen pro Ereignis und auf die daraus berechneten Korrekturfaktoren zur Detektorsimulation wird durch die Variation des Integrationsintervalls untersucht. Es wird die Größe $\frac{\# \gamma}{\text{Ereignis}}$ in den Bereichen $1.4 \leq \xi \leq 4.0$, $1.2 \leq \xi \leq 4.2$ und $1.6 \leq \xi \leq 3.8$ sowohl für das gemessene Spektrum als auch für das Generatorspektrum bestimmt. Dann wird das Verhältnis der gemessenen zur generierten Anzahl von Photonen gebildet und die größte Abweichung des Verhältnisses von dem Wert für das Intervall $1.4 \leq \xi \leq 4.0$ gibt den systematischen Einfluß dieser Wahl des Integrationsbereichs an.
- e) Die Variation der tatsächlichen Betriebsbedingungen des TPC - Gases (Druck- und Temperaturschwankungen) führt zu Dichteschwankungen, die eine systematische Unsicherheit des Korrekturfaktors zur Nachweiseffizienz im TPC - Gas bewirken. Dieser Fehler ist in Abschnitt 7.2 auf 1.0 % abgeschätzt worden und wirkt sich natürlich nur für das Spektrum aus dem TPC - Gas - Bereich aus.
- f) Die systematische Unsicherheit bei der Abschätzung des Untergrundes aus dem MC ist etwas schwieriger zu ermitteln. Es wird versucht, aus den ECAL - Signalen der geladenen Spuren, die die vollständige Selektion mit Ausnahme der Anwendung der ECAL - Schnitte passiert haben, ein Maß für die Qualität der Untergrundsimulation zu erhalten. Dazu werden an die Verteilung des R3 - Schätzwertes (vergleiche Abb. 5.5, oberes Bild) zwei Gaußkurven angepaßt. Die eine beschreibt das Signal für e^\pm , ist bei 0.0 zentriert und kennzeichnet den sehr dominanten Anteil der Einträge. Die andere beschreibt den Untergrund und ist bei etwa -3.0 zentriert. Aus dem Verhältnis der Flächen unter den beiden Kurven läßt sich im Vergleich zwischen DATEN und MC abschätzen, wie gut der Untergrund im MC simuliert wird. Dieses Vorgehen liefert Unsicherheiten von $\pm 0.8 \%$ (TPC - Gas - Bereich), $\pm 0.8 \%$ (Gesamtdetektor), $\pm 0.1 \%$ („innerer“ Bereich) und $\pm 1.3 \%$ („äußerer“ Bereich). Da aber der Anteil der Spuren, die Kalorimeterinformationen besitzen, nicht in allen Detektorteilen zwischen DATEN und MC übereinstimmt, wird für die Abschätzung der systematischen Unsicherheit des Untergrundes das Maximum dieser Werte für alle Detektorbereiche angenommen.

Die genannten Quellen für systematische Fehler werden im „inneren“ und „äußeren“ Bereich, dem Gesamtdetektor und dem TPC - Gas - Bereich untersucht. Die Ergebnisse sind in Tabelle 9.1 zusammengestellt.

Daraus ergibt sich der systematische Fehler bei der Messung der Anzahl von Photonen pro Ereignis im Integrationsbereich $1.4 \leq \xi \leq 4.0$ zu 4.4 %.

Variationsparameter	TPC - Gas - Bereich	Gesamt - detektor	„innerer“ Bereich	„äußerer“ Bereich
Schnittklasse bei der Paar - Selektion	2.5 %	2.0 %	3.5 %	1.2 %
dE/dx - Schnitt bei der Kandidatenselek- tion	2.7 %	0.2 %	1.3 %	1.7 %
ECAL - Schnitte bei der Kandidatenselek- tion	1.2 %	0.3 %	1.6 %	0.8 %
Integrationsbereich	1.3 %	0.7 %	1.0 %	0.6 %
Druck und Tempera- tur des TPC - Gases	1.0 %	/	/	/
Untergrundabschät- zung aus dem MC	1.3 %	1.3 %	1.3 %	1.3 %
quadratische Summe:	4.4 %	2.5 %	4.4 %	2.6 %

Tabelle 9.1: Aufstellung der Quellen systematischer Fehler bei der Bestimmung der Anzahl von Photonen pro Ereignis im Integrationsintervall $1.4 \leq \xi \leq 4.0$ für die verschiedenen Detektorbereiche

Für die Berechnung der systematischen Unsicherheiten der Korrekturfaktoren an die Detektorsimulation werden die Beiträge aus dem ‘Eichspektrum’ (4.4 %) und der Messung in dem jeweiligen Detektorbereich quadratisch addiert. Damit ergeben sich die gesamten systematischen Fehler der Simulationskorrekturen zu:

- Gesamtdetektor: 5.1 % ,
- „innerer“ Bereich: 6.2 % ,
- „äußerer“ Bereich: 5.1 % .

Der Einfluß von Untergrundereignissen ($e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \text{Hadronen}$, $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow \text{Hadronen}$, usw.) auf die vorgestellten Ergebnisse wird in dieser Analyse vernachlässigt. Aber schon durch die gewählte Ereignisselektion wird der Anteil der größten Untergrundkomponente (τ - Ereignisse, sie zeichnen sich durch eine relativ niedrige Multiplizität aus) auf 0.2 % reduziert [16].

Kapitel 10

Anwendungsbeispiel: Die Messung des π^0 - Mesons

Dieses Kapitel zeigt einen Ausblick auf die Anwendung der Photonkonversionsmethode zur Messung des π^0 - Mesons. Dabei kann die sehr gute Energieauflösung ausgenutzt werden, um ein großes Signal / Untergrund - Verhältnis zu gewinnen.

Wenn man die invariante Masse zweier Photonen bildet, so ist in der Verteilung dieser Größe bei ca. $135 \text{ MeV}/c^2$ sehr deutlich das Signal des π^0 - Mesons zu erkennen. Die Breite dieses Peaks hängt vor allem von der Genauigkeit ab, mit der die Photonen vermessen werden. Standardmäßig erfolgt die Messung im elektromagnetischen Kalorimeter, aber auch die in dieser Arbeit vorgestellte Konversionsmethode stellt eine Meßvariante dar. Damit ergeben sich drei unterschiedliche Möglichkeiten, das Spektrum der invarianten Masse für zwei Photonen zu bilden: a) beide werden im Kalorimeter gemessen b) ein Photon aus dem ECAL wird mit einem Konversionsphoton kombiniert und c) beide Photonen werden über Paarerzeugung nachgewiesen. Paßt man an alle drei Spektren eine Gaußkurve für das π^0 - Signal und eine glatte Funktion für die Untergrundeinträge an, so beschreibt das Sigma (σ) der Gaußverteilung die Breite des π^0 - Peaks und ist damit auch ein Maß für die jeweilige Energieauflösung: Bei der Messung beider Photonen im Kalorimeter ergibt sich σ zu etwa $30 \text{ MeV}/c^2$ [22]. Wenn ein Photon aus dem ECAL mit einem Konversionsphoton kombiniert wird, so nimmt σ in Abhängigkeit vom Pionimpuls Werte zwischen $13 \text{ MeV}/c^2$ und $23 \text{ MeV}/c^2$ an [22]. Falls beide Photonen über den Paarerzeugungseffekt nachgewiesen werden, so ergeben sich Breiten des π^0 - Peaks von $\sigma = 12 \text{ MeV}/c^2$ bis $\sigma = 16 \text{ MeV}/c^2$, abhängig vom jeweiligen Pion - Impulsintervall.

An diesen Ergebnissen kann man die wesentlich bessere Energieauflösung der Konversionsmethode gut erkennen. Schon die Verwendung einer Photonkonversion reduziert die Breite des π^0 - Signals deutlich. Dies läßt sich damit erklären, daß, wenn beide Photonen in Vorwärtsrichtung abgestrahlt werden und eines über Paarerzeugung nachgewiesen wird, das andere Photon im ECAL besser vermessen werden kann (falls zwei Photonen im gleichen Raumbereich des Kalorimeters aufschauern, so behindern sich die beiden Messungen gegenseitig). Dieser Effekt ist

besonders deshalb vorteilhaft, weil die Nachweiseffizienz der Konversionsmethode im Vergleich zur Messung im Kalorimeter sehr klein ist. Somit kann bei der Kombination von einem ECAL - Photon mit einem Konversionsphoton mit moderater π^0 - Nachweiseffizienz ein recht gutes Signal / Untergrund - Verhältnis gewonnen werden. Für zwei Photonkonversionen ist das Pion - Signal jedoch noch schmäler.

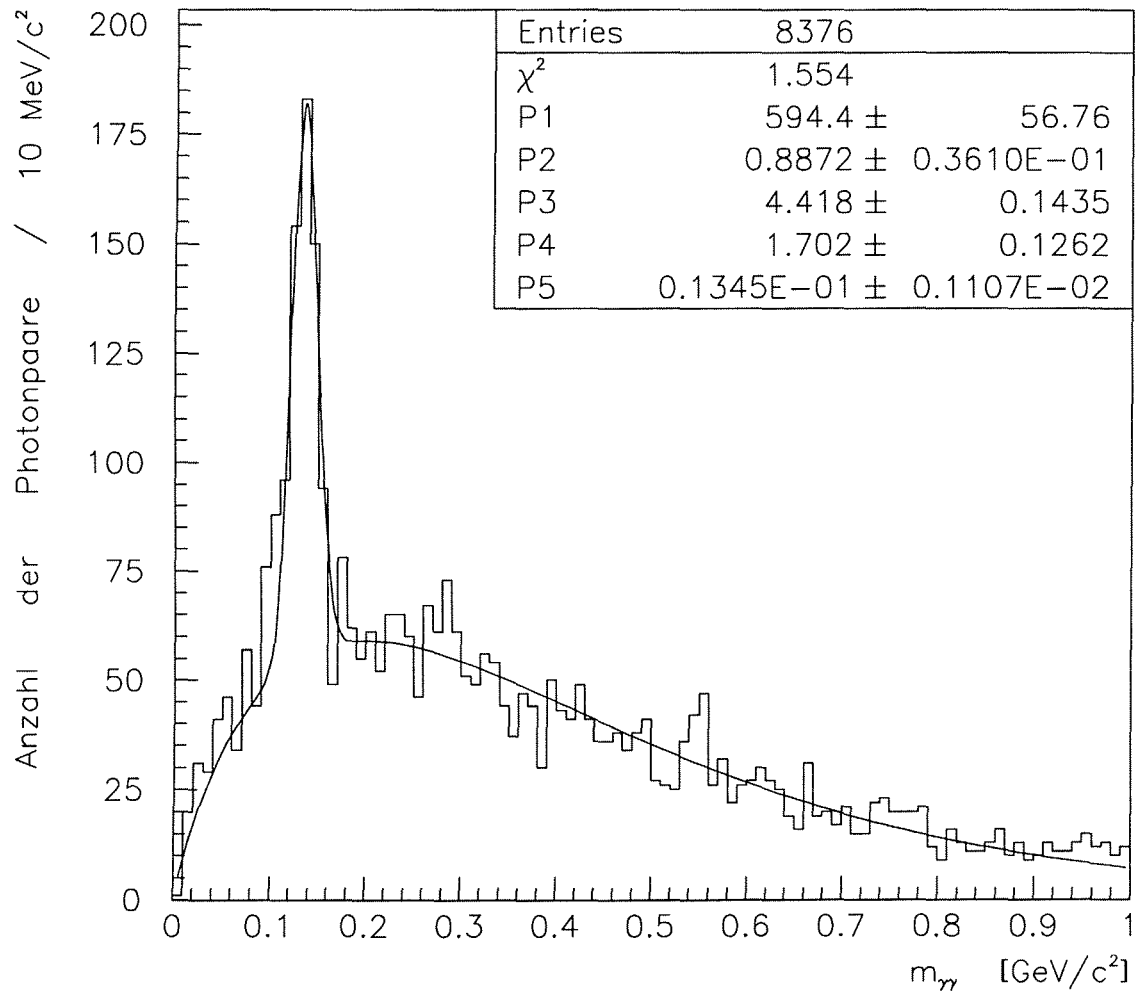


Abbildung 10.1: Spektrum der invarianten Masse für zwei Konversionsphotonen, DATEN - Verteilung

Das Histogramm zeigt das Spektrum der invarianten Masse für ein $\gamma - \gamma$ - System, das über den Paarerzeugungseffekt nachgewiesen wurde. Bei $\approx 135 \text{ MeV}/c^2$ ist das Signal des π^0 - Mesons deutlich zu erkennen. Diese Verteilung enthält alle Pion - Impulsbereiche. Die durchgezogene Kurve stellt eine Anpassung an das Spektrum dar¹. P5 gibt die Breite der Gaußkurve an: $\sigma = (13.5 \pm 1.1) \text{ MeV}/c^2$. Die Breite der analogen MC - Verteilung stimmt mit dieser innerhalb der Fehlergrenzen überein.

¹Die angepaßte Funktion lautet:

$$P1 \cdot (m_{\gamma\gamma})^{P2} \cdot \exp\{-P3 \cdot m_{\gamma\gamma}\} + P4 / P5 \cdot \exp\left\{-\frac{(m_{\gamma\gamma} - 0.1349743 \text{ GeV}/c^2)^2}{2 \cdot P5^2}\right\}$$

Kapitel 11

Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurden das inklusive Photonenspektrum und die Anzahl der Photonen pro Ereignis bestimmt. Die Untersuchung erfolgte mit 187659 multihadronischen Ereignissen, welche 1991 mit dem ALEPH - Detektor am Speicherring LEP gemessen wurden. Die Photonen sind durch ihre Konversion in ein $e^+ - e^-$ - Paar und Rekonstruktion der entstandenen Spuren nachgewiesen worden. Da die Konversionshäufigkeit direkt mit der Materialbelegung zusammenhängt, konnten auch Korrekturfaktoren an die Detektorsimulation berechnet werden.

Die Effizienz der Photonselektion mit Hilfe der Konversionsmethode beträgt etwa 4 % bei einer Reinheit von ca. 93 %. Das gemessene inklusive Photonenspektrum stimmt mit den Spektren verschiedener Ereignisgeneratoren gut überein. Lediglich im niederenergetischen Bereich ist die Methode durch die systematische Unsicherheit in der dE/dx - Messung beschränkt. Die Anzahl der Photonen pro Ereignis wurde im Energiebereich zwischen etwa 0.8 GeV und 11.2 GeV zu 6.91 ± 0.16 (stat.) ± 0.30 (sys.) bestimmt. Das Ergebnis stimmt im Rahmen der statistischen und systematischen Fehler gut mit den Vorhersagen verschiedener Generatoren (7.09 bis $7.11 \frac{\# \gamma}{\text{Ereignis}}$) überein. Die berechneten Korrekturfaktoren an die Detektorsimulation des Jahres 1991 besagen, daß im „inneren“ Bereich (Radius ≤ 20 cm) 8.7 % zu viel Materie simuliert wird, während im „äußeren“ Detektorteil (Radius > 20 cm) 3.5 % zu wenig Material modelliert ist. Im Mittel entspricht dies 2.7 % zu viel Materie. Im besonderen ist die Dichte des TPC - Gases um etwa 11 % zu hoch simuliert, da dabei nicht die tatsächlichen Betriebsbedingungen (Druck, Temperatur) beachtet wurden.

Eine Ausweitung der Analyse auf die in den Jahren 1992 und 1993 gemessenen Daten wird weitere interessante Ergebnisse liefern, da der Nachweis von Photonen über $e^+ - e^-$ - Konversionen einen Vergleich der Materialbelegung im Detektor und deren Simulation, die sich vor allem im „inneren“ Bereich stark geändert hat, erlaubt. Die Anwendung der Konversionsmethode bei Elementarteilchenanalysen ermöglicht einerseits die Ausnutzung der sehr guten Energieauflösung, wie der Ausblick auf die Messung des π^0 - Mesons gezeigt hat. Andererseits können mit dieser Methode auch sehr niederenergetische Photonen vermessen werden.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Partonschauerentwicklung und Hadronisierung	8
2.2	Inklusives Photonenspektrum aus dem JETSET Generator	10
2.3	Feynman-Diagramme für Paarerzeugung	11
2.4	Erwarteter Verlauf der Energieaufteilungsfunktion	13
2.5	Energieaufteilung in der MC - Simulation	14
3.1	Der LEP - Speicherring und seine Installationen	15
3.2	Speisung von LEP mit Elektronen und Positronen	16
3.3	Querschnitt des ALEPH-Detektors	17
3.4	Perspektivische Sicht der TPC	18
4.1	Skizze zur Rekonstruktion von Photonkonversionen	21
4.2	Der Ausgabeparameter d_{xy}	22
4.3	Der Ausgabeparameter d_z	22
5.1	Radialer Konversionsort nach der Ereignis Selektion	25
5.2	Radialer Konversionsort nach Qualitäts - und dE/dx - Schnitten	27
5.3	Verteilungen der Breite und Länge des ECAL - Schauers gegen den Teilchenimpuls nach Qualitäts - und dE/dx - Schnitten	31
5.4	Verteilungen der Breite des ECAL - Schauers nach Qualitäts - und dE/dx - Schnitten	32
5.5	Verteilungen der Länge des ECAL - Schauers nach Qualitäts - und dE/dx - Schnitten	33
5.6	Vergleich DATEN \leftrightarrow MC für die Breiten - und Längenverteilung des ECAL - Schauers nach Qualitäts - und dE/dx - Schnitten	34
5.7	Vergleich DATEN \leftrightarrow MC für d_{xy} und d_z unmittelbar nach der Kandidatenselektion	36
5.8	Vergleich DATEN \leftrightarrow MC für <i>inv. Masse</i> und ρ unmittelbar nach der Kandidatenselektion	37
5.9	Verteilungen von d_{xy} , d_z und <i>inv. Masse</i> für Photonkonversionen im TPC - Gas nach Anwendung von mittleren Schnitten	40
5.10	Radialer Konversionsort nach mittleren Schnitten im „inneren“ und „äußeren Bereich“	41
5.11	Energieverteilung der gemessenen Konversionskandidaten nach mittleren Schnitten	42

6.1	Energieauflösung der Konversionsmethode für den „äußeren“ Detektorbereich	44
6.2	Vergleich DATEN \leftrightarrow MC für den radialen Konversionsort nach mittleren Schnitten	49
8.1	‘Eichspektrum’ aus dem TPC - Gas - Bereich	57
8.2	Energieabhängigkeit der korrigierten Nachweiseffizienzen	60
8.3	Energieabhängigkeit der Reinheit der Selektion	61
8.4	Das inklusive Photonenspektrum	63
10.1	Spektrum der invarianten Masse für zwei Konversionsphotonen . .	68

Tabellenverzeichnis

2.1	Fundamentale Fermionen	7
2.2	Fundamentale Bosonen (Austauschteilchen)	7
5.1	Die drei Schnittklassen für den inneren und den äußeren Detektorbereich	38
5.2	Die drei Schnittklassen für die Detektorbereiche Strahlrohr und TPC - Gas	38
8.1	Anzahl der generierten Photonen im Energiebereich $1.4 \leq \xi \leq 4.0$.	58
9.1	Aufstellung der Quellen systematischer Fehler	66

Literaturverzeichnis

- [1] S. L. Glashow, Nucl. Phys. 22 (1961) 579
- [2] A. Salam and J. C. Ward, Phys. Lett. 13 (1964) 168
- [3] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264
- [4] G. Altarelli, R. Kleiss, C. Verzegnassi, "Z Physics at LEP 1", Volume 3, CERN 89 - 08, September 21, 1989
- [5] P. Mättig, "Photon Emission from Quarks at LEP", CERN - PPE / 93 - 87, May 19, 1993
- [6] Armin Böhrer, " Σ^0 Production in Hadronic Z^0 Decays using Photon Conversions", ALEPH 94-017, PHYSIC 94-013, (1994)
- [7] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Commun. 39 (1986) 347;
T. Sjöstrand and M. Bengtsson, Comp. Phys. Commun. 43 (1987) 367;
M. Bengtsson and T. Sjöstrand, Phys. Lett. B185 (1987) 435;
JETSET version 7.3 Users Manual
- [8] E. Lohrmann, "Hochenergiephysik", B. G. Teubner - Verlag, Stuttgart (1978)
- [9] Claus Grupen, "Teilchendetektoren", BI - Wissenschaftsverlag, Mannheim/Leipzig/Wien/Zürich (1993)
- [10] Dave Casper, "ALEPH 101, An Introduction to the Aleph Offline System", ALEPH 93-26, SOFTWR 93-06, (1993)
- [11] Dieter Schlatter et al., "ALEPH in Numbers", ALEPH 93-58, PHYSIC 93-49, (1993)
- [12] Large Electron Positron storage ring, Technical notebook, CERN Publications (1989)
- [13] ALEPH - Collaboration, Nucl. Instr. and Meth. A294 (1990) 121
- [14] W. Blum, "The ALEPH Handbook 1989", ALEPH 89-77, NOTE 89-03, (1989)

- [15] E. Blucher, "ALPHA User's Guide, Version 114/115", ALEPH 93-1, SOFTWR 93-1, (1993)
- [16] D. Buskulic et al., "Properties of hadronic Z decays and test of QCD generators", Zeitschrift für Physik C55 (1992) 209-234
- [17] J. Knobloch und P. Norton, "Status of Reconstruction Algorithms for ALEPH, Version 3 (Draft)", February 11, 1991
- [18] Brigitte Bloch-Devaux: private Mitteilung (1994)
- [19] Physical Review D, Part II, Review of Particle Properties, Volume 45, Number 11, 1 June 1992
- [20] "CRC Handbook of Chemistry and Physics", 54th edition, CRC - Press, 1973 - 1974
- [21] G. Marchesini and B. R. Webber, Nucl. Phys. B310 (1988) 461;
I. Knowles, Nucl. Phys. B310 (1988) 571;
G. Marchesini et al., Comp. Phys. Commun. 67 (1992) 465
- [22] Glen Cowan: private Mitteilung (1994)

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich herzlich bei Herrn Professor Dr. C. Grupen für die interessante Themenstellung und zahlreiche nützliche Hinweise und Ratschläge bedanken.

Ebenso danke ich Herrn Professor Dr. S. Brandt für viele hilfreiche Diskussionen und Anregungen.

Mein besonderer Dank gilt Dr. Armin Böhler sowie Dr. Glen Cowan und Dr. Luděk Smolík für die sehr gute Betreuung der Arbeit.

Der Siegener ALEPH - Gruppe und meinen Kommilitonen, insbesondere Pedro Saraiva, Erich Feigl, Fred Leonhardt und Andreas Groos danke ich für die ständige Hilfsbereitschaft und das sehr gute Arbeitsklima.

Für die konstruktive Kritik bei der Durchsicht dieser Arbeit danke ich Dr. Armin Böhler und Dr. Luděk Smolík.

Ganz besonderer Dank gilt meiner Verlobten Beate Hassel und meinen Eltern Edeltrud und Hubert Stephan, die mir durch ihre Unterstützung das Studium erleichtert haben.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und Ergebnisse anderer Autoren als solche kenntlich gemacht habe.

Siegen, Juni 1994

(Frank Stephan)